www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 22, 1960, no. 12 blz. 389-424 Verschenen 17 maart 1961

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

RECENTE ONTWIKKELINGEN OP HET GEBIED VAN DE ONTLADINGSFLITSLAMPEN

door Chr. MEYER *).

621.327.9

Het fotograferen met gasontladingsflitslampen (elektronische flitslampen) is in de laatste jaren zo algemeen geworden, ook in de amateurfotografie, dat deze lampen als even belangrijk moeten worden beschouwd als de oudere verbrandingsflitslampen. Dit blijkt reeds uit het feit dat in de laatste vijf jaren jaarlijks ongeveer een half miljoen ontladingsflitstoestellen voor algemeen gebruik zijn vervaardigd. Gaat men ervan uit dat ieder toestel gemiddeld 40 keer per jaar wordt gebruikt, dan komt men tot een totaal van 100 000 000 flitsopnamen die jaarlijks met ontladingsflitslampen worden gemaakt. Een dusdanige ontwikkeling is mogelijk geworden door de vooruitgang die men ten aanzien van kwaliteit, economie en betrouwbaarheid van de ontladingsflitslampen en bijbehorende toestellen heeft bereikt. De principes van de constructie van moderne ontladingsflitslampen en hun vervaardiging worden in het onderstaande artikel behandeld.

Inleiding

De techniek van de flitsfotografie heeft zich, na afsluiting van het tijdperk der knetterende en walmende flitslichtpoeders, in twee richtingen ontwikkeld. Ten eerste heeft men de „vacuüm"- of verbrandingsflitslamp, die slechts éénmaal kan worden gebruikt [1]); het flitstoestel voor deze lampen bevat een minimum aan elektrotechnische hulpmiddelen, nl. een batterij, een weerstand en een condensator. Ten tweede heeft men de gasontladingsflitslamp, die pas later op het toneel is verschenen. Oorspronkelijk was deze lamp alleen voor speciale doeleinden bestemd, maar de verdere ontwikkeling heeft ertoe geleid dat zij thans op vele gebieden van de fotografie, met name in de amateurfotografie, vaste voet verkregen heeft. Voor de ontladingsflitslamp is een iets omvangrijker flitstoestel nodig dan voor de verbrandingsflitslamp, maar men kan er, betrekkelijk vlug na elkaar, een groot aantal opnamen mee maken. Vijf jaar geleden is in dit tijdschrift een artikel over de toen nog vrij jonge ontladingsflitslamp gepubliceerd [2]). Het verdere verloop van de ontwikkeling is gekenmerkt door de komst van lampen voor lage spanningen, zodat in het flitstoestel de aanvankelijk gebruikte papiercondensatoren vervangen konden worden door de veel lichtere en kleinere, echter slechts voor spanningen tot 600 V bruikbare, elektrolytcondensatoren.

Niet alleen bij de zojuist genoemde keuze van de spanning, maar heel in het algemeen moet de constructeur van ontladingsflitslampen rekening houden met de wensen en mogelijkheden van de constructeur der flitstoestellen. Dit heeft geleid tot de grote verscheidenheid in vorm en afmetingen van de thans vervaardigde ontladingsflitslampen. Ter illustratie hiervan laat *fig. 1* een gedeelte van de reeks van typen zien die door Philips worden vervaardigd.

Naar hun toepassing kunnen we de talrijke typen ontladingsflitslampen in vier groepen verdelen; a) flitslampen voor spanningen tussen 400 en 500 V, voor flitstoestellen met elektrolytcondensatoren;

*) Hoofdindustriegroep Licht, Eindhoven.

[1]) J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, De „Photoflux", een lichtbron voor fotografische momentopnamen, Philips techn. T. **1**, 289-294, 1936.
L. H. Verbeek, De specifieke lichthoeveelheid van de „Photoflux" lampen, Philips techn. T. **15**, 311-315, 1953.
J. A. de Vriend, Ontsteking van „Photoflux" lampen met behulp van een condensator, Philips techn. T. **16**, 349-352, 1954.

[2]) N. W. Robinson, Elektronische flitslampen, Philips techn. T. **16**, 163-174, 1954.
De term elektronenflits is thans door de juistere aanduiding ontladingsflitslamp vervangen; waar geen misverstand mogelijk is, spreken we ook vaak eenvoudig van flitslamp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

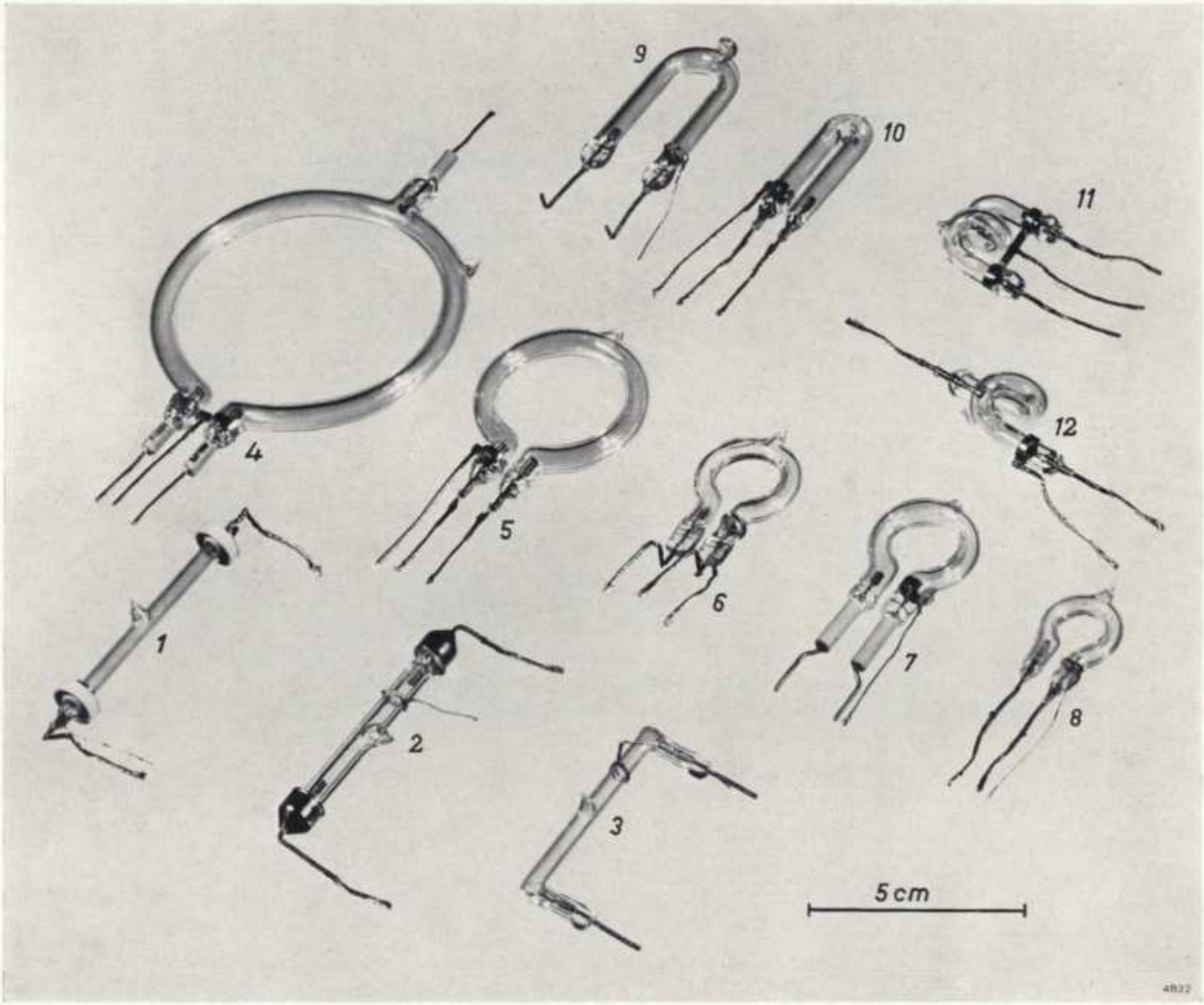


Fig. 1. Overzicht van de thans bestaande verscheidenheid van ontladingsflitslampen. Men ziet verschillende types in U-vorm, Ω-vorm, in de vorm van een spiraal, of een rechte lijn. De flitslampen worden uitgevoerd met losse draden voor de aansluiting en worden vast in de flitstoestellen gemonteerd. Dank zij hun grote levensduur (meer dan 10 000 flitsen) behoeven ze praktisch nooit te worden verwisseld.

b) flitslampen voor spanningen tussen 2000 en 3000 V, voor flitstoestellen met papiercondensatoren; c) flitslampen voor speciale wetenschappelijke en industriële toepassingen; d) stroboscooplampen. In dit artikel zullen verder uitsluitend flitslampen uit de groepen a) en b), die voor algemeen gebruik zijn bestemd, worden beschouwd.

Over de beide andere groepen willen wij althans enkele opmerkingen maken. De onder c) genoemde ontladingsflitslampen voor speciale wetenschappelijke en industriële doeleinden sluiten ten dele nog nauw bij de typen voor algemeen gebruik aan. Afgezien van de vorm der lampen worden in hoofdzaak de spanning, de belasting en de spectrale verdeling van het flitslicht telkens bij het speciale doel aangepast. Zo heeft men speciale lampen b.v. voor het opnemen van de sporen der deeltjes in wilsonkamers [3]), voor de fotografie van het menselijk oog [4]), als waarschuwingsbakens voor politieauto's, en voor het vervaardigen van fotokopieën.

De lampen uit de groepen a) tot c) zijn in het algemeen slechts geschikt voor afzonderlijk te geven flitsen of voor korte series, van b.v. 10 tot 20 flitsen binnen enkele minuten; hierna hebben ze een zekere tijd voor afkoeling nodig. Voor de stroboscopie echter, waarvoor de lampen van groep d) moeten dienen [5]), is het vereist dat de lamp desgewenst enkele uren achter elkaar met een continu instelbare flitsfrequentie van b.v. 15 tot 300 flitsen per seconde kan werken. In tegenstelling met de normale ontladingsflitslampen, waarvan men de belastbaarheid in wattseconden per flits opgeeft, wordt bij de stroboscooplampen gewoonlijk van een gemiddelde belasting in watt gesproken, hoewel natuurlijk ook hier de lamp met impulsen wordt belast. Zoals men begrijpen kan, brengen de zo-

[3]) N. Warmoltz en A. M. C. Helmer, Een flitslamp voor het belichten van nevelsporen in een wilsonkamer, Philips techn. T. **10**, 183-192, 1948.

[4]) J. E. Winkelman en N. Warmoltz, Het fotograferen van het oog met behulp van elektronische flitslampen, Philips techn. T. **16**, 46-50, 1954.
H. J. J. van Boort, N. Warmoltz en J. E. Winkelman, Colour photography of the retina and the anterior segment of the eye with the aid of a discharge flashlamp, Medicamundi **3**, 56, 1957.

[5]) S. L. de Bruin, Een toestel voor stroboscopische waarneming, Philips techn. T. **8**, 25-32, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uist genoemde eisen voor de stroboscooplampen een hele reeks van nieuwe problemen mee, zowel wat betreft de constructie van de lamp als wat betreft de schakeling.

Bij de beschouwing van de ontladingsflitslampen voor algemeen gebruik zullen wij ons eerst bezighouden met de elektrische voorwaarden waaronder de lampen moeten werken, aangezien dit het uitgangspunt voor iedere constructie is. Hierna en na een beschouwing van lichttechnische gezichtspunten gaan we iets uitvoeriger op de constructie en de vervaardiging in. Vervolgens zal worden getracht alle behandelde kwesties onder één gezichtspunt te verenigen, nl. de mogelijkheid van de constructie van optimale flitslampen. Ten slotte wordt aan de hand van enige typische vertegenwoordigers uit het programma van ontladingsflitslampen van Philips een overzicht gegeven van de mogelijkheden die dit soort lampen thans biedt.

De elektrische voorwaarden voor de werking van ontladingsflitslampen

Voor de gewenste impulsvormige belasting van de ontladingsflitslamp gaat men uit van een condensator die tot een bepaalde spanning wordt geladen. Men moet er dan voor zorgen dat de energie die in de geladen condensator ter beschikking staat, op het gewenste tijdstip in de flitslamp in licht wordt omgezet. Dit bereikt men door de lamp met behulp van een ontsteekschakeling te ontsteken. We hebben dus met twee verschillende elektrische processen te maken: het eerste proces stelt de vereiste energie ter beschikking, het tweede proces, dat in het algemeen vanaf de fotografische camera wordt bestuurd, zorgt ervoor dat die energie op het juiste tijdstip in licht wordt omgezet.

Aan de hand van het in *fig. 2* weergegeven schakelschema beschouwen we de beide processen nader. C_f is de zogenaamde hoofdcondensator, die tot een geschikte gelijkspanning U wordt geladen; deze spanning heerst ook tussen anode A en katode K van de flitslamp B. In tegenstelling met het aangehaalde artikel [2]) is in fig. 2 de katode „geaard" (aan de massa verbonden); dit is in de laatste jaren meer en meer gebruikelijk geworden.

Parallel met de lamp is de spanningsdeler R_1-R_2 geschakeld, die tot taak heeft de spanning op het ontsteekcontact S (dat zich in de camera bevindt) terug te brengen tot de waarde van 300 V die hiervoor algemeen als nog toelaatbaar maximum wordt beschouwd [6]). De condensator C_i en de primaire wikkeling van de ontsteektransformator T vormen de ontsteekkring. Sluit men het contact S, dan induceert de ontladingsstroomstoot van de condensator C_i een spanningsstoot in de secundaire wikkeling van de ontsteektransformator, en de ontsteekelektrode D krijgt kortstondig de voor de ontsteking van de flitslamp vereiste hoge spanning.

De genoemde gelijkspanning U kan men op verschillende manieren verkrijgen. Terwijl vroeger meestal combinaties van een accumulator of een droge batterij met een elektromechanische triller, een transformator en een gelijkrichter voor dit doel werden gebruikt, worden in de laatste jaren hoe langer hoe meer transistorschakelingen toegepast.

We zullen nu de eisen specificeren die aan de voeding moeten worden gesteld en die voor onze verdere beschouwingen van belang zijn. Om met één lading van de accumulator of met een droge batterij een zo groot mogelijk aantal goede flitsen te kunnen

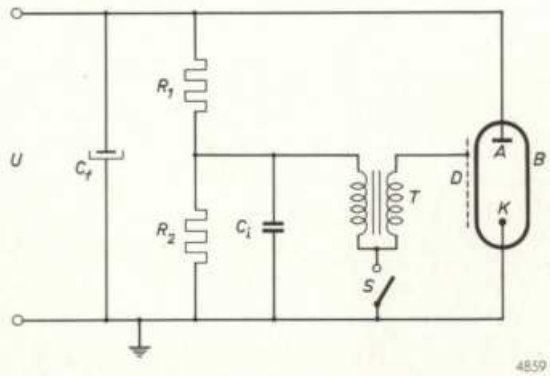


Fig. 2. Principeschakeling van een flitstoestel voor ontladingsflitslampen. De hoofdcondensator C_f wordt geladen tot de gelijkspanning U. B flitslamp met anode A, katode K en ontsteekelektrode D. R_1-R_2 spanningsdeler voor de ontsteekspanning. C_i ontsteekcondensator. S contact voor de ontsteking, dat normaal op de fotografische camera is aangebracht en gesynchroniseerd met de sluiter. T ontsteektransformator.

maken, moeten deze stroombronnen natuurlijk zo weinig mogelijk worden belast. Bovendien moet de voeding zo ontworpen zijn dat de eindspanning die de hoofdcondensator krijgt, zoveel mogelijk constant blijft, aangezien de in de condensator verzamelde energie kwadratisch met deze spanning varieert. Een daling van de voedingsspanning U met $12\frac{1}{2}\%$ heeft een daling van de condensatorenergie en derhalve ook van de flitsenergie met ca. 25% ten gevolge; de uitgestraalde hoeveelheid licht daalt dan ongeveer met hetzelfde percentage. Dit kan vooral voor kleurenfotografie onaangename gevolgen hebben, aangezien de kleurgevoelige emulsies slechts een relatief geringe speling in de belichting toelaten. Fotografisch gezien, komt de genoemde daling van

[6]) In Duitsland, waar de meeste flitstoestellen met ontladingsflitslampen voor de Europese markt worden gefabriceerd, is deze waarde ook in een normalisatievoorstel vastgelegd (DIN 19014).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de hoeveelheid licht er immers op neer dat het diafragma reeds een halve stap verder zou moeten worden geopend. Pas de toepassing van de tegenwoordig gebruikte regelschakelingen heeft de situatie op dit punt enigszins verbeterd. Deze schakelingen komen aan beide bovengenoemde eisen tegemoet, daar zij aan de ene kant de stroombron uitschakelen zodra de condensator vol geladen is, en aan de andere kant automatisch de condensator weer bijladen, zodra ten gevolge van de in de condensator optredende lekstroom de spanning beneden een bepaalde, instelbare waarde zakt.

De in de hoofdcondensator verzamelde energie bij een capaciteit C en een spanning U bedraagt $\frac{1}{2}CU^2$. Voor de ontlading moet men er eigenlijk rekening mee houden dat in een elektrolytcondensator tijdeffecten optreden, waardoor de effectieve capaciteit van de condensator afhangt van de snelheid van de ontlading. Hiervan willen we echter afzien. Voor een energie van b.v. 125 Ws hebben we dan de keuze tussen b.v. een capaciteit van 1000 μF bij 500 V en een capaciteit van 40 μF bij 2500 V. In het laatste geval moet men vanwege de hoge spanning een papiercondensator gebruiken, die dan een gewicht van 1730 g en een volume van 1240 cm³ blijkt de hebben; in het eerste geval kan men twee elektrolytcondensatoren nemen, die een totaal gewicht van 895 g en een totaal volume van 700 cm³ bezitten. Behalve de zoveel kleinere condensator heeft men in het eerste geval ook een kleiner voedingsapparaat. Sinds men elektrolytcondensatoren kan maken die bestand zijn tegen geregeld in- en uitschakelen en die een constante capaciteit bezitten, is men ter wille van de genoemde voordelen hoe langer hoe meer tot ontladingsflitslampen voor lage spanningen overgegaan.

Als verdere gunstige factoren die voor een lage spanning pleiten, noemen we hier, dat de problemen aangaande de beveiliging van de gebruiker tegen de spanning aanzienlijk worden vereenvoudigd en dat men in een gegeven ontladingslamp en bij gegeven flitsenergie een langere duur van de ontladingsflits krijgt. Hierop komen we nog uitvoeriger te spreken.

Na de hoofdcondensator en de voeding vragen nu de door de ontsteking gestelde voorwaarden de aandacht. In de schakeling volgens fig. 2 wordt de spanningsdeler meestal uitgevoerd met $R_2 \leqq R_1$, zodat we in geval van een werkspanning van 500 V rekenen moeten met een primaire ontsteekspanning van minder dan 250 V (de primaire ontsteekspanning is identiek met de spanning aan het contact in de camera).

De bepalende grootheid voor het ontsteken is de beschikbare ontsteekenergie. Om een betrouwbare ontsteking te kunnen garanderen, eist de constructeur van de ontladingslampen op zijn minst een ontsteekenergie van 2 mWs. De bestaande flitstoestellen leveren daarom in het algemeen een ontsteekenergie tussen 3 en 5 mWs, echter niet meer, om het contact in de camera niet zwaarder te belasten dan noodzakelijk is. Om veiligheidsredenen heeft men voor de ontsteekenergie een bovenste grens van 12 mWs voorgesteld (zie het in [6]) genoemde normalisatievoorstel); in de praktijk blijft men daar dus ver beneden. Door de, geschikt gekozen, primaire ontsteekspanning U_i en de grootte van de ontsteekcondensator C_i is de ontsteekenergie $W_i = \frac{1}{2}C_iU_i^2$ vastgelegd. Bij het ontwerp van ontsteekinrichtingen gebruikt men gewoonlijk het diagram *fig. 3*, waaruit bij gegeven U_i en W_i de waarde van C_i kan worden afgelezen (alsook de zelfinductie L_i van de ontsteektransformator, zie beneden).

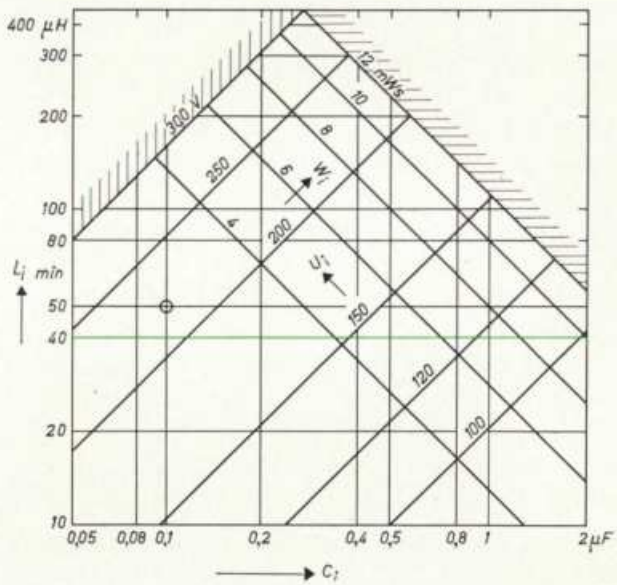


Fig. 3. Diagram voor de dimensionering van de ontsteekketen C_i-T volgens fig. 2. Bij gegeven ontsteekspanning U_i en ontsteekenergie W_i leest men uit dit diagram de vereiste waarde voor de capaciteit C_i van de ontsteekcondensator en de op zijn minst vereiste waarde $L_{i\,min}$ voor de zelfinductie van de ontsteektransformator af. Het punt dat beantwoordt aan een door Philips ontwikkeld ontsteektoestel (fig. 4) is door een kringetje aangegeven: $C_i = 0{,}1$ μF, $L_i = 50$ μH.

De ontsteekenergie wordt omgezet in een zeer korte ontsteekimpuls, die bij benadering een halve periode beslaat van de sinusvormige trilling van de trillingskring die bestaat uit C_i en de zelfinductie L_i van de ontsteekkring. De duur van de impuls is dus $\frac{1}{2}\sqrt{L_iC_i}$. Deze duur dient op zijn minst gelijk te zijn aan de tijd nodig voor de ionisatie van het gas in de flitslamp, welke tijd men gemiddeld kan stellen op 5,3 μs. Men heeft dus de voorwaarde $\frac{1}{2}\sqrt{L_iC_i} \geqq 5{,}3$ μs. Hieruit volgt een minimaal ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 4. De door Philips ontwikkelde ontsteekeenheid, uitgevoerd met gedrukte bedrading. De ontsteektransformator bezit een spoel gewikkeld op polystyrol en voorzien van ferroxcubekern.

eiste waarde voor de zelfinductie L_i van de ontsteekkring. Combineert men de aldus afgeleide voorwaarde met de boven geïntroduceerde eis $\frac{1}{2}C_iU_i^2 \leqq 12$ mWs, in dier voege dat men de tweede ongelijkheid deelt door de eerste, dan krijgt men de voorwaarde $U_i^2\sqrt{C_i/L_i} \leqq 2250$ W. Deze ligt ten grondslag aan het diagram in fig. 3, waaruit dus ook L_i is af te lezen.

De constructeur van de ontladingsflitslamp verlangt van de ontsteekschakeling niet alleen een minimale ontsteekenergie maar ook een zekere minimale ontsteekspanning, d.w.z. een minimale secundaire spanning bij nullast van de ontsteektransformator.

In het algemeen eist men hiervoor een waarde van 8 kV, opdat een betrouwbare ontsteking gewaarborgd is. Een oscillografisch onderzoek van het ontsteekproces heeft aangetoond dat de secundaire spanning in de praktijk deze waarde meestal niet bereikt, doordat de ontstoken flitslamp een kortsluiting voor de ontsteekspanning vormt. Zoals te verwachten was, tonen de oscillogrammen ook aan dat na afloop van het eigenlijke ontsteekproces en na het doven van de ontlading in de flitslampen nog enkele gedempte trillingen in de ontsteekkring optreden; deze kunnen echter niet opnieuw tot ontsteking leiden, aangezien de hoofdcondensator ontladen is.

Door Philips is een ontsteekeenheid volgens het schema van fig. 2 uitgevoerd [7]), die beantwoordt aan de beide hierboven genoemde eisen en die mechanisch zeer eenvoudig opgebouwd is (gebruik van gedrukte bedrading). Ze is uitgerust met een zeer betrouwbare ontsteektransformator (styrolisolatie en ferroxcubekern); zie *fig. 4*.

We beschouwen nu nog in het kort het verband tussen de werkspanning en de ontsteekspanning van een ontladingsflitslamp. Voert men de aan de lamp gelegde werkspanning op, dan wordt de voor ontsteking vereiste spanning — die natuurlijk hoger is dan de werkspanning — steeds lager. In *fig. 5* is dit grafisch weergegeven, waarbij alleen in plaats van de ontsteekspanning, die aan de secundaire kant van de

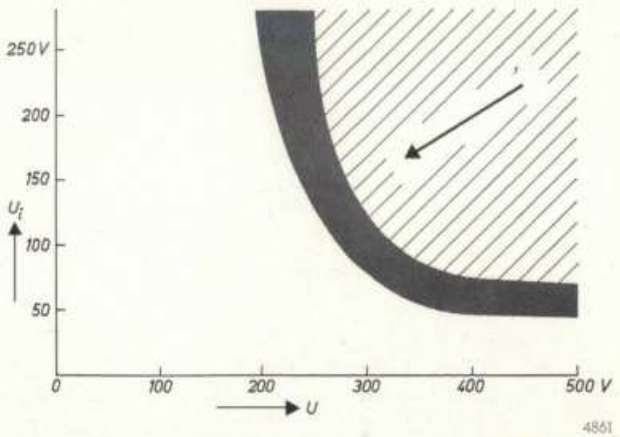


Fig. 5. De vereiste primaire ontsteekspanning U_i van een ontladingsflitslamp als functie van de werkspanning U. Bij toenemende werkspanning heeft men lagere ontsteekspanningen nodig. De gebieden „ontsteken" (gearceerd) en „niet-ontsteken" zijn niet door een scherpe grens gescheiden. Zijn bij een gegeven schakeling de werkspanning en de primaire ontsteekspanning met elkaar evenredig en dalen deze door een uitwendige oorzaak, dan verplaatst het werkpunt zich in de richting van de pijl.

---

[7]) Ontwikkeld door H. E. van Brück en C. Slofstra van de Hoofdindustriegroep Icoma (Industrial components and materials), Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ontsteektransformator optreedt, de hiermee evenredige primaire ontsteekspanning is uitgezet. Tussen de gebieden „ontsteken" en „niet-ontsteken" bestaat geen scherpe grens, maar een breed overgangsgebied. Bij een zelfde ontladingsflitslamp treedt nl. altijd een zekere spreiding in het ontsteekproces op, en er is een nog grotere spreiding tussen verschillende exemplaren van hetzelfde type. Voor het opnemen van het diagram fig. 5 werden de werkspanning en de ontsteekspanning onafhankelijk van elkaar gevarieerd, maar bij de praktische uitvoering van de flitstoestellen was het vroeger veelal zo dat de beschikbare primaire ontsteekspanning evenredig was met de werkspanning. Met ziet uit fig. 5 dat men dan bij dalende werkspanning — waarbij het werkpunt zich ongeveer in de richting van de pijl verplaatst — in het gebied komt waar de flitslamp niet meer zeker of in het geheel niet meer ontsteekt. Om dit te voorkomen, gaat men tegenwoordig vaak ertoe over, de (primaire) ontsteekspanning te stabiliseren met een glimlampje, of men zorgt, met name bij de moderne regelschakelingen, voor een stabilisatie van de werkspanning zelf.

Lichttechnische gezichtspunten bij ontladingsflitslampen

De gebruiker van een ontladingsflitslamp heeft in hoofdzaak de volgende lichttechnische gegevens nodig: de spectrale verdeling van het uitgestraalde licht, de uitgestraalde hoeveelheid licht, en de tijd waarin het licht wordt uitgestraald (de flitsduur). Bovendien is nog van belang de met behulp van een reflector tot stand gebrachte ruimtelijke verdeling van de straling, maar hierop zullen we niet nader ingaan.

De spectrale verdeling van het uitgestraalde licht hangt op de eerste plaats af van de soort gas die in de ontlading tot het uitzenden van licht wordt gebracht. Het edelgas xenon levert in een ontlading van het soort zoals in de ontladingsflitslampen optreedt een continu spectrum dat in hoge mate overeenkomt met dat van het „natuurlijke" daglicht. Dit is één der redenen waarom tegenwoordig vrijwel alle ontladingsflitslampen met xenon worden gevuld. In *fig. 6* is de gemeten spectrale verdeling van de straling van een dergelijke flitslamp weergegeven; de spectrale verdeling van het daglicht is hierin eveneens getekend [8]).

Dat het licht van de met xenon gevulde ontladingsflitslampen zo sterk op daglicht lijkt, komt ook tot uitdrukking als wij de kleurtemperatuur van de stralingen beschouwen (d.w.z. beide stralingen met die van het zwarte lichaam vergelijken). Terwijl aan het natuurlijke daglicht, dat samengesteld is uit het zonlicht en de diffuse straling van het uitspansel [8]), een kleurtemperatuur van ongeveer 6000 °K kan worden toegeschreven, vinden wij bij ontladingsflitslampen kleurtemperaturen van 5800 °K tot 7100 °K. De kleurtemperatuur van flitslampen neemt bij gegeven gassoort toe met de specifieke belasting van de wand, dat is de elektrische belasting gedeeld door de oppervlakte van de ontladingsbuis. Experimenteel vindt men kleurtemperaturen van ca. 6000 °K bij belastingen rond 15 Ws/cm², en van ca. 7000 °K bij 30 Ws/cm².

Dank zij de hoge kleurtemperatuur van de met xenon gevulde ontladingsflitslampen kan men voor kleurenfoto's met dit licht dezelfde film gebruiken als voor opnamen bij daglicht — dit in tegenstelling met de situatie bij normale fotolampen, waarbij men immers tot kleurenfilm voor kunstlicht moet overgaan. Tevens kan men nu het flitstoestel bij daglicht gebruiken als bijverlichting voor de sterke schaduwen zonder dat een ontoelaatbare kleurzweem zal optreden.

Bij de beschouwing van de hoeveelheid licht en het lichtrendement, d.i. de hoeveelheid licht per wattseconde, beperken wij ons tot de flitslamp zelf en houden wij dus geen rekening met de invloed van de eventueel aanwezige reflector, die voor het fotografisch nuttige gebruik van het licht natuurlijk essentieel is.

Als we de hoeveelheid licht van een fotografische lichtbron willen opgeven, moet niet vergeten worden dat het begrip „licht" per definitie slechts slaat op straling met golflengten tussen 380 en 780 nm en dat elke stralingsbijdrage in dit spectrale gebied gewaardeerd wordt overeenkomstig de spectrale gevoeligheid van het oog. De in de lichttechniek gebruikelijke eenheden berusten derhalve op

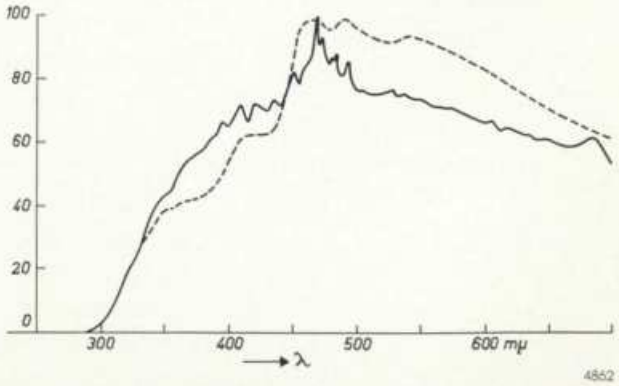


Fig. 6. Spectrale verdeling van de straling van een ontladingsflitslamp gevuld met xenon (getrokken lijn). Ter vergelijking is met een streeplijn aangegeven de verdeling van natuurlijk daglicht [8]).

[8]) R. Herrmann, Optik **2**, 384-395, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze spectrale gevoeligheid, waarvoor internationaal een bepaalde gemiddelde functie is vastgesteld. Bij fotografisch gebruik van het licht heeft men niet met het menselijk oog te maken maar met de fotografische emulsie. Aangezien de spectrale gevoeligheden van verschillende emulsies voor een deel sterk verschillend zijn — men denke b.v. aan ortho- en panchromatische emulsies of aan de verschillende kleurgevoeligheid bij negatief- en bij omkeerkleurenfilm —, zou men aan een meting van de „hoeveelheid licht" een emulsie van gemiddelde spectrale gevoeligheid ten grondslag moeten leggen. Dit heeft men vroeger inderdaad gedaan. Ten gevolge van diverse moeilijkheden, o.a. wat betreft de reproduceerbaarheid van deze normale emulsie, gebruikt men echter tegenwoordig toch algemeen het reeds genoemde lichttechnische systeem van eenheden ter beoordeling van de hoeveelheid licht en het lichtrendement van fotografische lichtbronnen; men geeft dus de hoeveelheid licht op in lumen en het lichtrendement in lumen per watt (of in ons geval eigenlijk: in lumenseconden per wattseconde).

Als vulgas zouden behalve xenon ook de edelgassen argon en krypton in aanmerking komen. Elenbaas heeft deze gassoorten in een stationaire ontlading onderling vergeleken [9]). Het resultaat is dat met xenon het hoogste lichtrendement wordt verkregen (*fig. 7*). Bij de thans vervaardigde ontladingsflitslampen, gevuld met xenon, worden lichtrendementen van 40 tot 50 lumen/watt bereikt. Daarbij neemt overeenkomstig fig. 7 het lichtrendement van één zelfde lamp nog met toenemende belasting toe. Een en ander blijkt nog nader uit *tabel I*, waarin voor de ontladingsflitslamp Philips OF 235 Ws (typenummer 103 740) de geleverde hoeveelheid licht en het lichtrendement voor verschillende belastingen zijn opgegeven. Op de invloed van de *vorm* van de lamp op het lichtrendement komen we hieronder nog te spreken.

De flitsduur is voor de fotograaf, als men zo wil, de belangrijkste eigenschap van de ontladingsflitslamp. Ten einde in ieder geval scherpe opnamen van scènes met bewegende objecten te verkrijgen, wenst hij een zo kort mogelijke flitsduur. In dit opzicht voldoen de ontladingsflitslampen aan alle eisen die in de normale fotografie worden gesteld: hun flitsduur is van de orde van grootte van 1 ms, dat is veel korter dan die van de verbrandingsflitslampen zoals de „Photoflux", waarvan de flitsduur ca. 30 ms kan bedragen. Hieruit volgt ook dat bij ontladingsflitslampen vaak een kleinere totale hoeveelheid licht voor een opname voldoende is dan bij gebruik van verbrandingsflitslampen: immers, ook bij zeer korte openingstijden van de sluiter van de camera omvat deze tijd de gehele flitsduur (althans bij juiste synchronisatie) en wordt dus de totale uitgestraalde hoeveelheid licht nuttig gebruikt. (Bij spleetsluiters moet er natuurlijk voor gezorgd zijn dat gedurende de zeer korte flitsduur het gehele beeldvenster geopend is.)

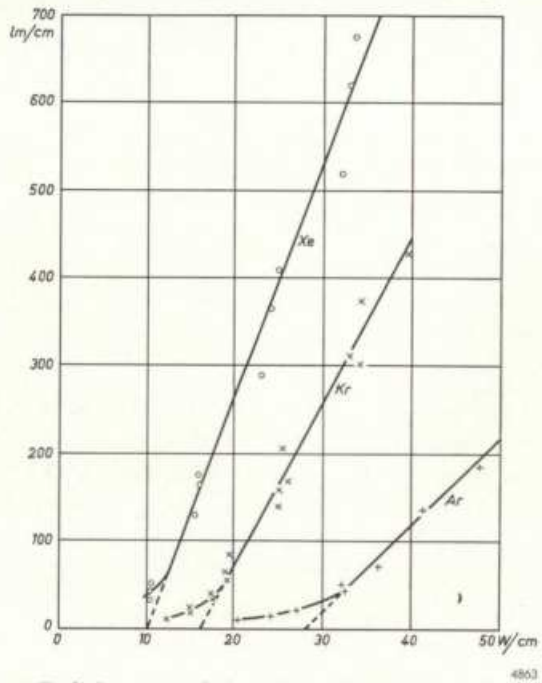


Fig. 7. De lichtstroom als functie van het vermogen in de boog van stationair brandende gasontladingslampen gevuld met argon, krypton en xenon, volgens metingen van Elenbaas [9]). Ten einde ontladingslampen van verschillende afmetingen met elkaar te kunnen vergelijken, zijn de lichtstroom en het vermogen herleid tot 1 cm lengte van de boog.

Er dient echter op gewezen te worden dat zeer korte flitstijden in fotografisch opzicht ongunstig kunnen zijn, ten gevolge van het bekende effect van Schwarzschild. Bij gegeven waarden van het produkt van lichtintensiteit en belichtingstijd is in het geval van zeer lange en, zoals bij de flitslamp, zeer korte belichtingstijden de verkregen zwarting van een fotografische emulsie kleiner dan bij gemiddelde belichtingstijden. Bij kleurgevoelige emulsies treedt een soortgelijk effect bij zeer korte tijden op, dat reeds merkbaar kan worden bij belichtingstijden die slechts weinig korter zijn dan 1 milliseconde. Uit fotografisch oogpunt zal dus de flitsduur liefst niet korter dan 1 milliseconde moeten zijn.

Tabel I. Hoeveelheid licht en lichtrendement van de ontladingsflitslamp Philips OF 235 Ws als functie van de belasting. Deze lamp heeft een ontladingsvat van kwartsglas.

Belasting (Ws)	40	60	80	100	125	200
Hoeveelheid licht (lms)	1632	2480	3410	4400	5625	9380
Lichtrendement (lm/W)	40,8	41,3	42,7	44,0	45,0	49,9

[9]) W. Elenbaas, High-pressure rare-gas discharge lamps, Philips Res. Repts. **4**, 221-231, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Met behulp van een oscillograaf kunnen we het verloop van de lichtstroom met de tijd zichtbaar maken. *Fig. 8* toont een dergelijk oscillogram: op een snelle stijging van de lichtstroom volgt een betrekkelijk langzame daling. Om de flitsduur van

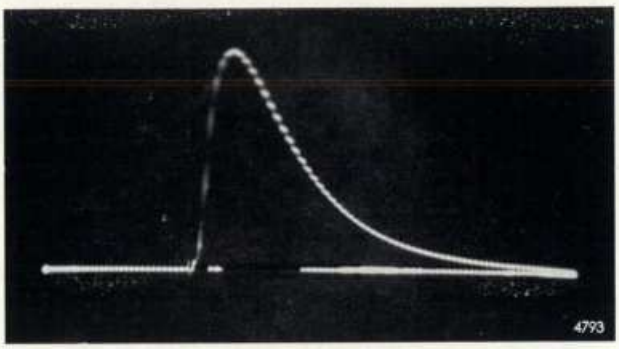


Fig. 8. Het verloop van de lichtstroom van een ontladingsflitslamp, zichtbaar gemaakt op een oscillograaf. De elektronenbundel van de oscillograaf is met een frequentie van 20 kHz onderbroken. Iedere stippel van de getekende lijn beantwoordt dus aan 0,05 ms.

verschillende lampen ook bij onderling verschillend verloop van de lichtstroom te kunnen vergelijken, gebruikt men de 50%-tijd. Deze is gedefinieerd als de tijd gedurende welke de lichtstroom groter is dan de halve topwaarde. Soms vindt men ook de 10%-tijd vermeld; voor deze geldt een analoge definitie als hierboven met 10% van de topwaarde. Aangezien bij ontladingsflitslampen de ontsteekvertraging te verwaarlozen is ten opzichte van de flitsduur, kan men stellen dat de laatste met het begin van de ontlading (ontsteking) begint, hetgeen een groot verschil is ten opzichte van de verbrandingsflitslampen.

De grootte van de flitsduur hangt af van de constructie van de flitslamp, van de capaciteit van de hoofdcondensator van het toestel, en — zoals reeds vermeld — van de werkspanning. Met toenemende capaciteit neemt de flitsduur geleidelijk toe, maar hij daalt met toenemende werkspanning. De overgang tot flitslampen met lagere werkspanning en het gebruik van dienovereenkomstig grotere capaciteiten had derhalve in totaal het effect van een verlenging van de flitsduur. In *fig. 9* is het verband tussen enerzijds de 50%-tijd en anderzijds de capaciteit en de werkspanning bij constante belasting (40 Ws) grafisch voorgesteld. Met toenemende belasting, bij constante werkspanning, neemt de flitsduur natuurlijk toe, zoals *tabel II* aan het voorbeeld van een gebruikelijke flitslamp toont. Men ziet hierin dat bij de nominale waarde van de werkspanning de flitstijden toch nog minder dan een milliseconde bedragen. Ze zijn dus korter dan men uit fotografisch oogpunt zou wensen. Dit is een gevolg van de meetkundige beperkingen voor de flitslampen: geometrisch-optische overwegingen stellen een grens aan de booglengte en aan de diameter van de ontladingsbuis. Bij de tegenwoordige stand van de techniek is het niet mogelijk 50%-tijden van 1 milliseconde of meer te realiseren met de gewenste handige afmetingen van flitstoestel en reflector.

Voor sommige speciale toepassingen, b.v. als optisch waarschuwingssignaal op politie-auto's, is een bijzonder lange flitsduur gewenst. Men kan deze verkrijgen door iets van het lichtrendement, de economie en de handige afmetingen van het flitstoestel prijs te geven; men kan b.v. een weerstand vóór de flitslamp schakelen of overeenkomstig de boven weergegeven beschouwingen de schakeling veranderen.

Tabel II. De flitsduur (gemeten als 50%-tijd en als 10%-tijd) van een gebruikelijke ontladingsflitslamp als functie van de belasting, bij een constante werkspanning van 485 V.

Belasting (Ws)	60	125	200
50%-tijd (ms)	0,50	0,67	0,84
10%-tijd (ms)	1,11	1,62	2,29

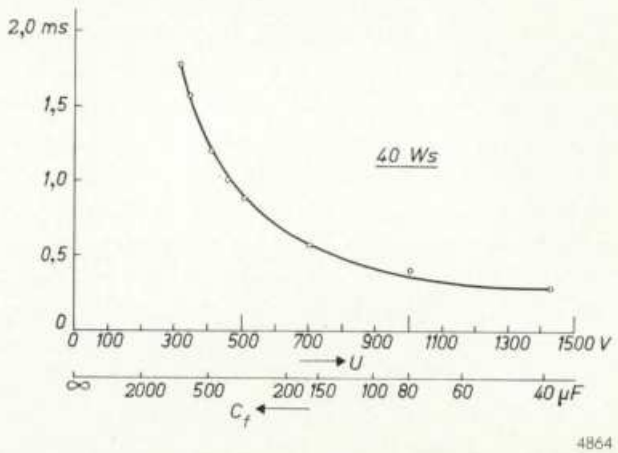


Fig. 9. Verband tussen 50%-tijd en respectievelijk capaciteit C_f en werkspanning U, bij constante belasting. Men krijgt langere flitstijden naarmate men lagere spanningen en grotere capaciteiten gebruikt.

Constructie en fabricage van ontladingsflitslampen

De algemene constructie van ontladingsflitslampen kan als volgt worden beschreven. In een ontladingsbuis zijn twee elektrodes ingesmolten waartussen de ontlading optreedt. De buis is gevuld met xenon tot enige honderden torr. Buiten op de buis bevindt zich de ontsteekelektrode. De buis kan rechtstreeks met zijn stroomtoevoerdraden in de reflector worden gemonteerd. Voor een gemakkelijke montage kan men de buis ook van een of meer buisvoeten of aansluitstukken voorzien. In hetgeen volgt, willen we nu de geschetste constructie nog iets nader toelichten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het ontladingsvat is meestal van hardglas, soms van kwartsglas. Tot kwartsglas moet men overgaan indien de wand zeer zwaar wordt belast. Komt er nl. tijdens de ontladingen een zeer grote hoeveelheid warmte vrij, dan kan het glas plaatselijk tot zijn verwekingspunt worden verhit, hetgeen bij de afkoeling tot spanningen kan leiden en met toenemend aantal flitsontladingen steeds meer kans op haarscheuren en ten slotte op breuk kan geven. Bij kwartsglas is dit gevaar veel geringer, dank zij het hogere smeltpunt en de kleinere uitzetting.

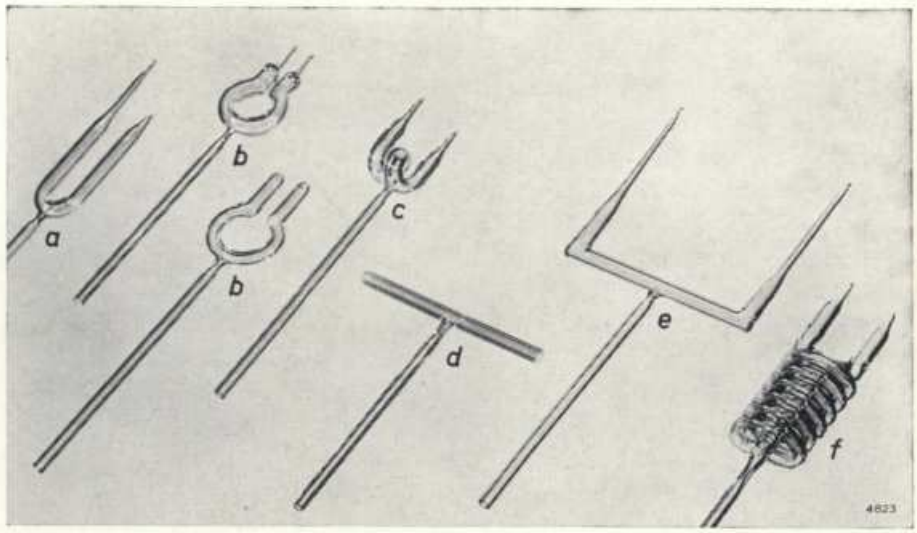


Fig. 10. Verschillende vormen van het ontladingsvat.

Terwijl men vroeger in de meeste gevallen met hardglas kon volstaan, gaat men in de laatste tijd hoe langer hoe meer over tot kwartsglas, aangezien de tendentie bestaat de voorkeur te geven aan kleine, zwaar belaste lampen. Uit optisch oogpunt is dat te begrijpen, aangezien een puntvormige lichtbron optisch het gunstigst zal zijn. Zoals echter *fig. 10* toont, heeft men in de praktijk de meest uiteenlopende vormen van het ontladingsvat. De eenvoudigste vorm voor ronde reflectoren, zoals ze aanvankelijk veel werden gebruikt, is de U-vorm (*a*). Iets gecompliceerder maar beter aangepast bij de ronde reflector is de Ω-vorm (*b*) of de 1½ keer opgewikkelde vorm (*c*). Later heeft men getracht de reflector meer aan te passen bij de rechthoekige vorm van het beeldformaat, ten einde te bevorderen dat het beeld tot in de hoeken gelijkmatig wordt verlicht. Hiervoor kan men beter een rechtlijnige vorm van de buis toepassen (*d*), eventueel met loodrecht hierop aangesloten elektroderuimten (*e*). Ten slotte dient ook de spiraalvorm (of beter schroefvorm, *f*) te worden vermeld, die van meet af aan voor hoogspanningstoestellen in zwang is geweest. Voor de hoge werkspanningen had men nl. een lange ontladingsweg nodig, en om dan toch een compacte lichtbron te krijgen, werd de buis tot een spiraal opgewikkeld.

Door de vorm van de lamp in combinatie met een geschikte reflector kan men de ruimtelijke verdeling van het licht beïnvloeden. Het lichtrendement daarentegen hangt af van de afmetingen van de buis (afgezien natuurlijk van de reeds in de vorige paragraaf genoemde werkcondities), en wel zijn hiervoor van belang de binnendiameter van de buis en de elektrodenafstand, dat is dus de lengte van de buis, bij gegeven flitsenergie. Op deze kwestie komen we bij de beschouwing van de optimale constructie van de flitslamp nog terug.

We beschouwen nu de elektrodes, die aan de einden van het ontladingsvat zijn ingesmolten. Men kan twee processen onderscheiden die aan de elektrodes plaatsvinden en derhalve hun constructie bepalen. Het eerste is het ontsteken, het tweede is het, op zichzelf zeer kort durende, branden van de lamp, dat echter ten gevolge van de grote ontladingsstroom toch aanzienlijk tot een hoge temperatuur van de elektrodes kan bijdragen. De elektrodes moeten nu zo geconstrueerd zijn dat zij bij gegeven waarden van werk- en ontsteekspanning de ontsteking mogelijk maken, en zij moeten dit gedurende de hele levensduur van de flitslamp blijven doen. Bovendien moet de verdamping van elektrodemateriaal zo gering zijn dat het neerslaan hiervan op de wand geen storende lichtterugval tijdens de levensduur van de lamp veroorzaakt.

Om niet te veel beperkt te zijn bij de keuze van de andere parameters, streeft men naar een lage ontsteekspanning, hetgeen betekent dat het elektrodemateriaal een lage uittree-arbeid voor elektronen moet hebben. Om dit te bereiken, bedekt men de elektrodes, die bestaan uit een wolfraamkerndraad met een eveneens uit wolfraamdraad of eventueel uit molybdeendraad gewikkelde spiraal, met een goed emitterend materiaal, de „emitter", die in de meeste gevallen vooral thoriumoxyde en bariumoxyde bevat. Deze emitter werkt tevens als getter. Het is gunstig gebleken ook de anode met emitterend materiaal te bedekken. De elektrodes zijn dus

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

identiek uitgevoerd. Het is echter gebleken dat het bij gebruik van de flitslampen niet aan te bevelen is een elektrode eerst als katode en later als anode te laten werken of omgekeerd. De elektrodes moeten daarom kenbaar zijn. Bij de hier beschreven flitslamp is de elektrode die bij het inbranden en tijdens de oudering in de fabricage als katode wordt gebruikt, daaraan te herkennen dat zij zich aan dezelfde kant van de flitslamp bevindt als de aansluiting voor de ontsteekelektrode (zie b.v. fig. 11 en 15).

De soort ontsteekelektrode die wordt toegepast, is eveneens van invloed op de ontsteking. Bij de ontladingsflitslampen passen wij een capacitieve ontsteking toe, d.w.z. de ontsteekelektrode bevindt zich op de buitenkant van het ontladingsvat. Zoals *fig. 11* laat zien, zijn er drie verschillende uitvoeringen: een ontsteekdraad, die om de ontladingsbuis is gewikkeld; een ontsteekstreep van geleidend materiaal, die meestal evenwijdig met de ontlading, bij gebogen lampen langs de binnenste straal is aangebracht; en een doorzichtig geleidend laagje, dat de ontladingsbuis in zijn geheel bedekt. De ontlading ontstaat in eerste instantie langs de ontsteekelektrode, daarom is het in de laatste jaren ingevoerde geleidende laagje als de gunstigste oplossing te beschouwen. Het geeft de laagste ontsteekspanning en leidt tot een gelijkmatige ontlading, aangezien geen gedeelte van de ontladingsbuis de voorkeur heeft.

Nog een opmerking over de insmeltingen van de elektrodes. In het algemeen doen zich hiermee ondanks de hoge stroompieken van enige honderden ampères geen moeilijkheden voor. Alleen in geval men bij kwartsglaslampen de hiervoor gebruikelijke kneepinsmelting met dunne molybdeenfoelies wil gebruiken, kunnen de sterke stromen tot aanzienlijke temperatuurverhogingen en eventueel zelfs tot vernieling van de foelies leiden. Dit probleem kon worden opgelost door gebruik van iets dikkere molybdeenfoelies. In enkele bijzonder lastige gevallen moest worden overgegaan tot insmeltingen van wolfraamdraad met tussenglas [10]).

De economische fabricage van ontladingsflitslampen wordt enigszins bemoeilijkt door het feit dat de vereiste series relatief klein zijn. Ten gevolge daarvan worden de flitslampen veelal met de hand vervaardigd. Toch is het ook voor kleine series voordelig de fabricage althans zover mogelijk te mechaniseren, aangezien dit een essentiële invloed op de kwaliteit van de lampen heeft. We zullen in hetgeen volgt zien hoever het mogelijk is, ook bij het maken van kleine series aan deze wens te voldoen. Reeds bij het vormen van het ontladingsvat kan men in vele gevallen gebruik maken van een mechanisch hulpmiddel voor het buigen. *Fig. 12* toont een opstelling hiervoor. De glazen buis wordt met behulp van een

[10]) Vergelijk hierbij blz. 121 van het artikel P. Hoekstra en Chr. Meyer, Cinemaprojectie met flitsende lichtbron, Philips techn. T. **21**, 121-131, 1959.

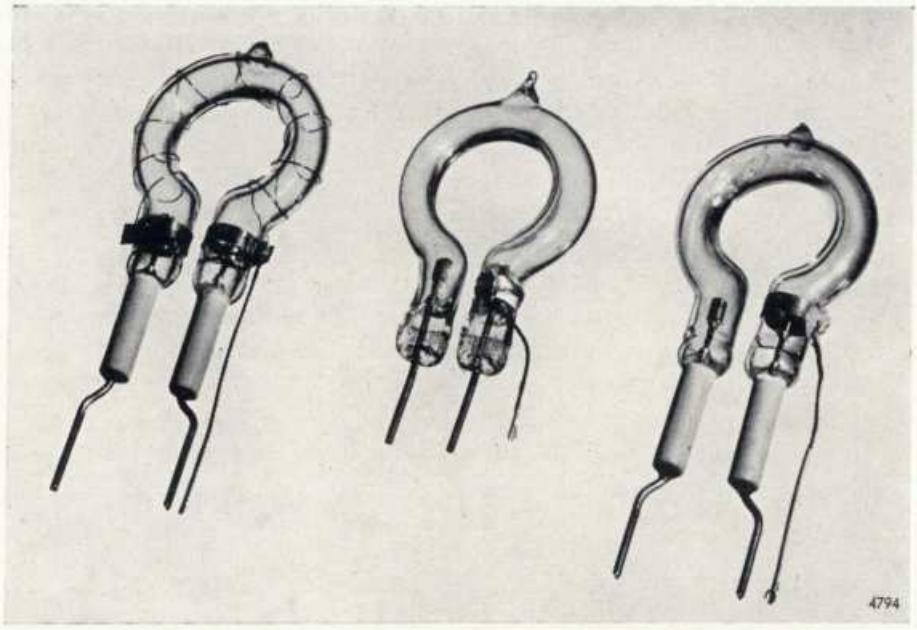


Fig. 11. Drie verschillende uitvoeringen van de ontsteekelektrode voor ontladingsflitslampen; van links naar rechts: om de buis gewikkelde ontsteekdraad; ontsteekstreep van geleidend materiaal (amper te zien; men late zich niet misleiden door de reflexen in het glas); doorzichtig geleidend laagje (niet te zien). De laatste uitvoering is de elegantste.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

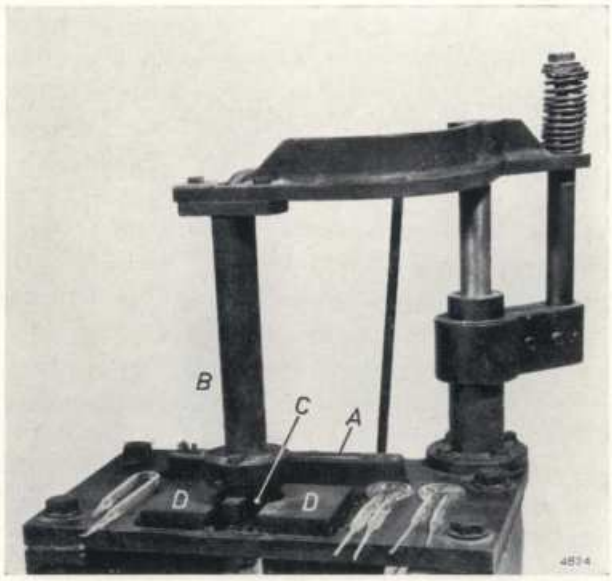


Fig. 12. Opstelling voor het vormen van een ontladingsvat voor flitslampen, in dit geval voor een Ω-vorm. *A* brander voor het verhitten van de glazen buis. *B* pijp waaruit onderaan een doorn steekt voor het voorvormen van de glazen buis. *C* vorm waarin de U-vormig gebogen buis wordt gebracht. *D* vormhelften voor de definitieve vormgeving.

brander (*A*) verhit, voorgevormd om een doorn (die van onderen uit pijp *B* steekt), en in een vorm (*C*) gebracht, waarna de vormhelften (*D*) worden gesloten terwijl tevens lucht in de buis wordt geblazen (de buis is aan de andere kant dichtgesmolten). Deze manier van vormen heeft het voordeel dat de buitenafmetingen van alle buizen binnen zeer nauwe grenzen liggen, hetgeen gunstig is voor de montage in de reflector. Na het aanbrengen van de pompstengel wordt de ontladingsbuis goed gereinigd en gedroogd voor de verdere verwerking.

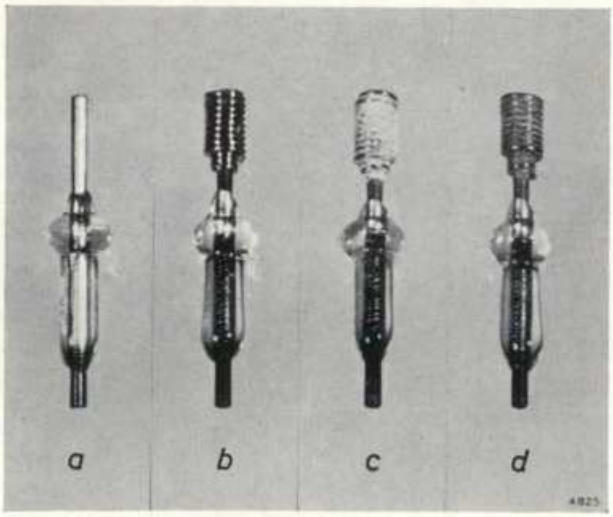


Fig. 13. Vervaardiging van de elektrodes voor ontladingsflitslampen van hardglas.
a) Elektrodekerndraad met tussenglas.
b) De elektrodespiraal wordt over de kerndraad geschoven.
c) De spiraal wordt met emitterpasta bedekt.
d) Na het sinteren in een wolfraambandoven wordt de overtollige emitterpasta van de spiraal afgeborsteld.

Parallel hiermee worden de elektrodes vervaardigd. Om te beginnen, brengt men op de elektrodekerndraad met behulp van een kleine wikkelmachine het zg. tussenglas aan (*fig. 13a*), dat dient om het verschil in uitzettingscoëfficiënt tussen de elektrodedraad en de glazen buis op te vangen (we beperken ons hier tot het geval van lampen van hardglas). Hierna wordt de elektrodespiraal eroverheen geschoven en het geheel wordt weer goed gereinigd en gedroogd (fig. 13*b*). Dan bedekt men de elektrodes met emitterpasta, en wel zodanig dat deze ook terecht komt in de ruimte tussen de kerndraad en de spiraal (fig. 13*c*). Na het sinteren van de elektrodes in een wolfraambandoven worden ze aan de buitenkant goed afgeborsteld (fig. 13*d*). De ontlading moet liefst niet rechtstreeks op de emitter staan, aangezien dit een verdamping van het emittermateriaal en daarmee het ontstaan van een lichtabsorberende neerslag op de glazen wand tot gevolg heeft. Anderzijds zou het geheel ontbreken van emitter op de buitenkant van de elektrode oorzaak zijn van een verhoogde ontsteekspanning. Men kiest daarom een middenweg en laat aan de buitenkant een weinig emittermateriaal zitten, dat bij het inbranden van de lamp verdampt en een geringe neerslag op het glas doet ontstaan, die echter vrijwel geen achteruitgang van de hoeveelheid licht veroorzaakt.

Nu kunnen de beide elektrodes in de ontladingsbuis worden ingesmolten. Ook dit geschiedt op een kleine machine (*fig. 14*). Daardoor is het mogelijk,

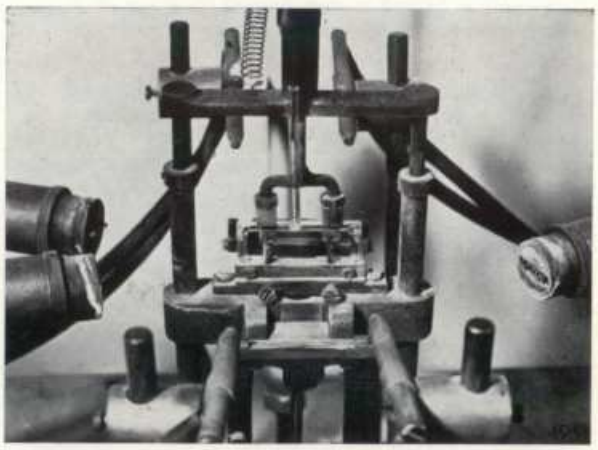


Fig. 14. Insmeltmachine waarop de beide elektrodes van een ontladingsflitslamp gelijktijdig worden ingesmolten.

de voorgeschreven afmetingen, in het bijzonder de elektrodenafstand, nauwkeuriger te realiseren en vlugger te werken dan met de hand: beide elektrodes worden nl. tegelijkertijd ingesmolten. Vervolgens worden de buizen op de gebruikelijke wijze gepompt en zorgvuldig ontgast. Gassen of dampen die uit de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

elektrodes of uit de glazen wand vrij komen, kunnen het vulgas verontreinigen en funest zijn voor een betrouwbare ontsteking van de lamp. Met het oog hierop moet er gepompt worden tot de druk minder dan 10^{-4} torr bedraagt. Desgewenst worden dan de elektrodes geactiveerd en de buis wordt tot de voorgeschreven druk gevuld met xenon en afgesmolten. Dan komt de nabehandeling. Hiertoe behoort in de eerste plaats het aanbrengen van de ontsteekelektrode. Moet hiervoor een geleidend laagje worden gebruikt, dan spuit men dit op in een oven waarvan de temperatuur bijna het verwekingspunt van het glas bereikt. Dan worden de aansluitdraden vastgelast en desgewenst een buisvoet aangebracht. Het eigenlijke fabricageproces van de ontladingsflitslamp is daarmee voltooid (*fig. 15*).

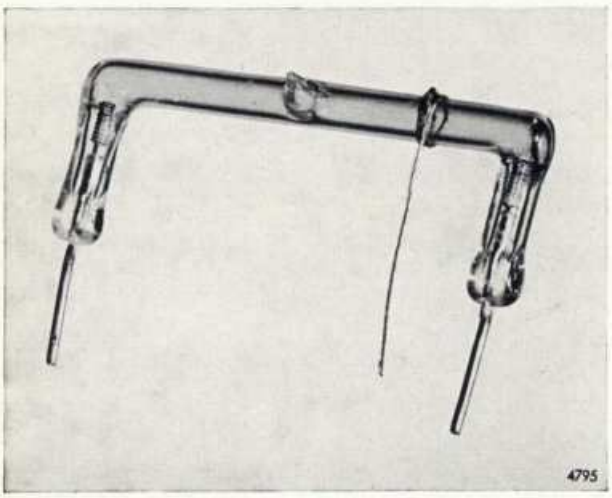


Fig. 15. Ontladingsflitslamp Philips OF 50 Ws (no. 3 in fig. 1).

De flitslampen moeten nu echter nog worden geouderd en gecontroleerd. Beide stappen zijn voor het verkrijgen van een goed produkt bijzonder belangrijk. Het ouderen is noodzakelijk om de elektrodes voor hun functie in de beste toestand te brengen. We hebben gezien dat de emitter voor een betrouwbare ontsteking moet zorgen, maar tevens ook nog als getter moet dienen. Nu is het niet gemakkelijk precies te bepalen welk gedeelte van de elektrode zorgt voor het ontsteken en welk gedeelte voor het getteren. Er is echter gebleken dat de flitslamp na een zeker aantal flitsen met normale belasting stabiel gaat functioneren, d.w.z. vooral een tamelijk constante ontsteekspanning heeft. Bij de controle worden de belangrijkste afmetingen van de lampen nagegaan, de ontsteekspanning van iedere afzonderlijke lamp wordt gemeten en er worden steekproeven genomen van de uitgestraalde lichthoeveelheid. Bovendien wordt aan steekproeven uit de produktie ook de lichtterugval na zekere aantallen flitsen bepaald.

De ontwikkeling van optimale ontladingsflitslampen

Tot dusver hebben we de verschillende kwesties die zich bij de ontwikkeling van ontladingsflitslampen voordoen afzonderlijk bekeken. Nu willen we nagaan hoe we kunnen komen tot „optimale" flitslampen. Hiertoe moeten we het verband tussen de elektrische en de lichttechnische eisen en de constructiedetails onderzoeken.

De drie essentiële eisen die men aan een flitslamp stelt, hebben we reeds genoemd: een betrouwbare ontsteking, een bepaalde onder gegeven condities zo groot mogelijk hoeveelheid licht, en een minimale lichtterugval tijdens de levensduur. De te gebruiken elektrische schakeling ligt in het algemeen vast. Ten aanzien van de ontsteking kunnen we er dus van uitgaan dat men beschikt over gegevens bij welke minimale werkspanning de lamp moet ontsteken, welke minimale primaire ontsteekspanning men kan verwachten, welke primaire ontsteekenergie beschikbaar is en welke ontsteektransformator dient te worden gebruikt. Deze gegevens moet men hebben en de te gebruiken ontsteektransformator moet in natura aanwezig zijn als men het gedrag wat betreft ontsteking van een ontladingsflitslamp wil kunnen onderzoeken. Bij de gegevens over de spanningen moet men er bovendien nog rekening mee houden dat voor de fabricage een zekere veiligheidsfactor nodig is. Bij de controle of het doel bereikt is, moet men dus waarden nemen die nog enkele procent lager zijn dan de vermelde minimumwaarden.

Voor het meten van de hoeveelheid licht gaat men natuurlijk uit van de nominale waarden voor de werkspanning en voor de capaciteit van de hoofdcondensator.

Voor de levensduurbeproeving, d.w.z. de bepaling van het aantal flitsen dat de lamp uithoudt, kiest men uiteraard de maximale belasting die in de praktijk kan optreden, dus de maximaal voorkomende waarden van capaciteit en werkspanning. Tevens wordt de lichtterugval die onder *deze* condities tijdens de levensduur optreedt, aan de beoordeling van de lamp ten grondslag gelegd. De voor het bepalen van de terugval nodige meting van de hoeveelheid licht echter wordt telkens weer met de nominale belasting uitgevoerd.

De maximaal optredende werkspanning moet ook daarom bekend zijn omdat de kans bestaat dat de flitslamp bij hoge werkspanning zonder toedoen van de ontsteekschakeling vanzelf ontsteekt. Dit gebeurt indien de werkspanning de doorslagspanning van de lamp overschrijdt. Gebleken is dat men hierop bedacht moet zijn vooral bij hoogspanningslampen, waarbij het minimum en het maximum van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de werkspanning die het flitstoestel levert zeer ver uit elkaar kunnen liggen.

We hebben reeds gezien dat grote verschillen tussen de werkelijke en de nominale werkspanning een aanzienlijke spreiding in de hoeveelheid licht tot gevolg hebben. Hetzelfde geldt voor eventuele verschillen in capaciteits- en weerstandswaarden van verschillende exemplaren van hetzelfde type toestel. Condensatoren bij voorbeeld kunnen meestal slechts met een tolerantie van −10 % tot +20% van de capaciteit worden vervaardigd. Hieruit volgt weer een spreiding van de uitgestraalde hoeveelheid licht van meer dan 25%. Ten gevolge van deze capaciteitstolerantie en de vroeger genoemde verschillen in laadspanning van de condensator was het tot dusver steeds noodzakelijk dat de gebruiker van een flitstoestel eerst door middel van een reeks proefopnamen uitmaakte hoe hij zijn diafragma moest kiezen, respectievelijk met welk richtgetal hij kon rekenen. Het in zwang komen van de reeds vermelde flitstoestellen met regelschakelingen heeft de situatie in dit opzicht wel verbeterd, maar voor de fabrikant blijft de wenselijkheid bestaan alle elektrische gegevens met niet al te grote toleranties nauwkeurig vast te leggen. Wat betreft de capaciteitstoleranties van elektrolytcondensatoren is men inderdaad tot een verbetering gekomen.

Liggen de elektrische gegevens vast, dan kunnen we zowel het gedrag wat betreft ontsteking alsook de uitgezonden hoeveelheid licht beïnvloeden door verandering van de afmetingen van de ontladingsbuis, d.w.z. de elektrodenafstand l en de binnendiameter d van de buis, en bovendien door verandering van de druk p van het vulgas.

Dit verband is experimenteel nagegaan, en wel met rechte ontladingsbuizen; het onderzoek zou te omslachtig geworden zijn als we ook de verschillende vormen der buizen erin hadden willen betrekken. Bovendien zijn de gegevens van gebogen buizen niet betrouwbaar doordat bij het buigen de diameter van de buis op moeilijk te controleren wijze kan veranderen. Het onderzoek is statistisch gedaan; de verschillende parameters werden in de volgende gebieden gevarieerd: de elektrodenafstand van 20 tot 80 mm, de diameter van de buis van 2 tot 6 mm en de gasdruk van 100 tot 700 torr. Deze gebieden werden gekozen omdat oriënterende metingen hadden aangetoond dat hierbinnen een maximum voor de hoeveelheid licht was te verwachten. Voorts werd het gehele onderzoek in totaal drie keer uitgevoerd, nl. voor de drie verschillende belastingen 40, 62,5 en 100 Ws. Natuurlijk neemt de door een ontladingsflitsbuis uitgestraalde hoeveelheid licht toe met toenemende belasting, maar de belasting (d.w.z. de flitsenergie) wordt door de fabrikant van de flitstoestellen voorgeschreven en is dus niet een vrij te kiezen parameter.

Als we vooreerst alleen de uitgestraalde hoeveelheid licht beschouwen, vinden we bij constante diameter van de buis en constante belasting een afhankelijkheid van de elektrodenafstand l en de gasdruk p zoals weergegeven in *fig. 16*. We zien dat inderdaad bij een bepaalde combinatie van p en l een maximum optreedt. Bij variatie van de buisdiameter verschuift de ligging van het maximum langs de streep-puntlijn M, en de waarde van het maximum wordt in een bepaald punt van deze lijn zelf maximaal. Samen met de ligging van het maximum verschuift natuurlijk bij variatie van de buisdiameter ook het gehele stel krommen. Aangezien hierbij echter geen fundamenteel nieuwe verschijnselen optreden, is het hier niet nodig al deze diagrammen weer te geven. Hetzelfde geldt voor de

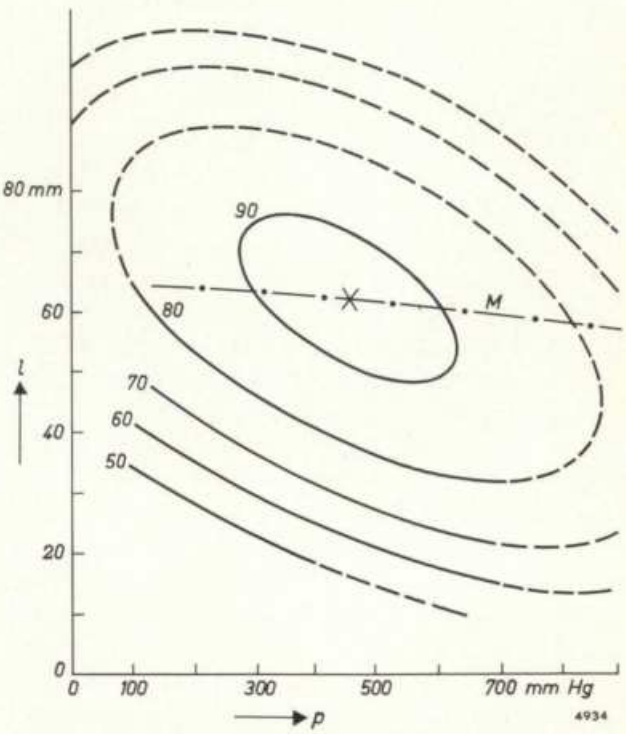


Fig. 16. Verband tussen de door een ontladingsflitslamp uitgestraalde hoeveelheid licht enerzijds en de gasdruk p en de elektrodenafstand l anderzijds, bij constante buisdiameter d en constante belasting. Getekend zijn krommen die punten van gelijke hoeveelheid licht met elkaar verbinden. De hoeveelheid licht op elke kromme is aangegeven in procent van het maximum (een gedeelte van de krommen is gestippeld getekend aangezien de punten hierop niet door meting doch door statistische extrapolatie verkregen zijn [11]). Varieert men de diameter d van de ontladingsbuis, dan verschuift het punt met maximale hoeveelheid licht langs de streep-puntlijn M, en de maximale waarde wordt in een zeker punt van deze lijn (dus bij een bepaalde buisdiameter) zelf maximaal.

[11]) Het materiaal is statistisch uitgewerkt door J. W. Sieben (Hoofdindustriegroep Licht, Eindhoven).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diagrammen voor de drie verschillende belastingen.

Uit de zojuist beschreven metingen volgt dus dat het bij gegeven elektrische condities inderdaad mogelijk is een optimale lamp te maken, als men de buisdiameter, de elektrodenafstand en de gasdruk vrij mag kiezen. Is de vorm van de flitslamp voorgeschreven, b.v. een U-vorm of een Ω-vorm — we onderstellen dat we de met rechte buizen verkregen resultaten zonder grote fout mogen toepassen op andere vormen van de lamp —, dan kan dus de lampenfabrikant voor iedere gewenste belasting één optimale flitslamp maken, waarvoor de afmetingen te halen zijn uit fig. 16 of de overeenkomstige diagrammen voor andere buisdiameters en belastingen.

Het kan wel voorkomen dat men de aldus afgeleide flitslamp te groot vindt en om optische redenen — d.w.z. met het oog op de reflector — een kleinere en compactere, dus in de meeste gevallen kortere lamp wenst, en dat men ook de buisdiameter klein wil houden om de flitsduur te verlengen. We kunnen dan alleen de gasdruk vrij kiezen. Ook voor dit geval volgt uit een diagram als fig. 16 de voordeligste keuze.

We moeten nu echter ook nog nagaan welke invloed de variatie van de parameters l, d en p heeft op de ontsteking. De minimale werkspanning waarbij de flitslamp nog kan worden ontstoken, blijkt in het algemeen toe te nemen met toenemende l en p en met afnemende d. Men kan dit verband door lijnen van constante minimale ontsteekspanning in een l-p-diagram weergeven, zoals in *fig. 17* voor hetzelfde geval als fig. 16 (d.w.z. voor dezelfde buisdiameter d) is gedaan. Uit de figuur blijkt dat men b.v. bij een flitstoestel waarbij de onderste grens van de beschikbare primaire ontsteekspanning 260 V bedraagt, de maximale hoeveelheid licht niet kan realiseren: ten einde een betrouwbare ontsteking te waarborgen, moet in dat geval l en/of p kleiner worden gekozen dan voor het verkrijgen van die maximale hoeveelheid licht nodig zou zijn.

De lichtterugval tijdens de levensduur hebben we hierbij nog niet bekeken. Hij wordt in hoofdzaak bepaald door de kwaliteit der elektrodes en hangt slechts weinig van de drie parameters l, d en p af.

Tot slot moge aan de hand van een tabel een overzicht van de tegenwoordige stand van de ontwikkeling van ontladingsflitslampen worden gegeven. De in *tabel III* verzamelde gegevens slaan op een aantal representatieve types. Terwijl enkele jaren geleden de meeste flitstoestellen voor amateurs nog waren uitgerust met flitslampen voor een flitsenergie van ongeveer 80 tot 120 Ws, krijgt men tegenwoordig met een flitsenergie van 45 Ws reeds een lichthoeveelheid die voor de meeste fotografische doeleinden voldoende is. Voorbeelden hiervan zijn de ontladingsflitslampen OF 45 Ws (rechte buis) en OF 50 Ws (met loodrecht op de ontladingsbuis aangesloten elektrodes ter vermindering van de totale lengte). De U-vormige lamp OF 165 Ws is bestemd voor flitstoestellen met grotere prestaties; zij kan maximaal met 165 Ws worden belast. De hoeveelheid licht van deze lamp is zo groot dat men ook grotere objecten dan normaal tot in de hoeken goed kan belichten; bij kleine, dichtbij gelegen objecten is het dan soms nodig op een geringere flitsenergie over te schakelen.

De beide types OF 80 Ws en OF 100 Ws liggen tamelijk dicht bij het hierboven afgeleide optimum, bij belasting met 80 respectievelijk 100 Ws. De Ω-vormige, van kwartsglas vervaardigde, lamp OF 235 Ws is bestemd voor gebruik door verslaggevers. Vervolgens is in tabel III een universele flitslamp opgenomen, type OF 500 Ws, waarvan nog slechts experimentele uitvoeringen be-

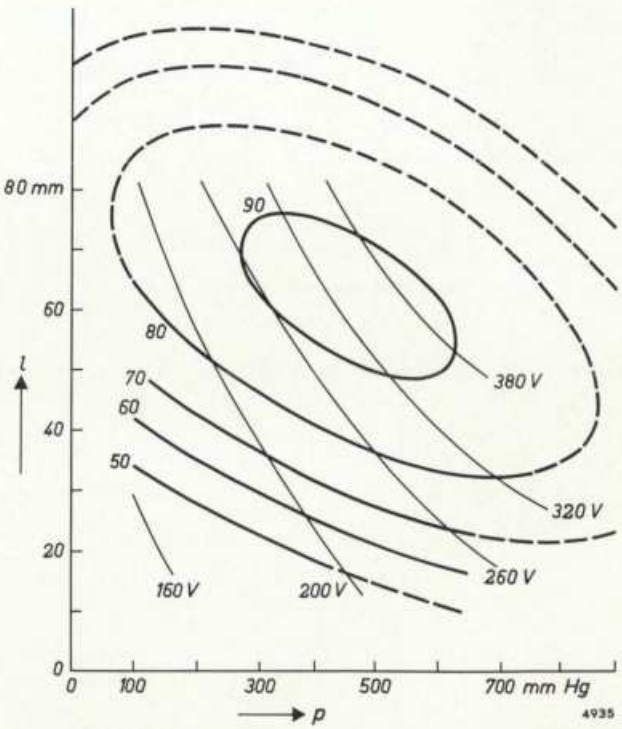


Fig. 17. Bij gegeven buisdiameter kan voor elke elektrodenafstand l en gasdruk p de minimale ontsteekspanning worden opgegeven, waarbij de lamp nog kan worden ontstoken. Door in fig. 16 punten met gelijke minimale ontsteekspanning met elkaar te verbinden, krijgt men het hier getekende stel dun getrokken krommen. Is het voedingsgedeelte van een flitstoestel zo berekend dat de minimale beschikbare ontsteekspanning 260 V bedraagt, dan kan in het hier getekende geval de maximale hoeveelheid licht niet worden bereikt. Elektrodenafstand en gasdruk moeten immers zo klein worden gekozen dat men links van de kromme voor 260 V blijft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel III. Gegevens van een aantal Philips ontladingsflitslampen; in de aanduiding van het type is steeds de maximaal toegestane flitsenergie vermeld.

Aanduiding van het type en nummer	Werkspanning V	Vorm	Materiaal van ontladingsvat	Elektrodenafstand mm	Hoeveelheid licht lms	Lichtrendement lm/W	Wandbelasting per flits Ws/cm²	Kleurtemperatuur °K
OF 45 Ws 103 909	500	fig. 1, no. 1	glas	44	1900	47,6	13	6400
OF 50 Ws 103 931	500	fig. 15						
OF 165 Ws 103 798	500	fig. 1, no. 9	glas	70	6550	46,8	12	6500
OF 80 Ws 103 952	500	fig. 1, no. 12	glas	65	2735	45,6	7,3	5800
OF 100 Ws 103 958	500	fig. 1, no. 10			2830	47,2		
OF 235 Ws 103 740	500	fig. 11	kwartsglas	63	9380	46,9	23	7100
OF 500 Ws 103 965	500 tot 2500	fig. 1, no. 5	kwartsglas	110	15 000	50	22	6600
OF 1100 Ws 103 752	2700	fig. 10*f*	kwartsglas	500	39 500	49,4	18,5	5800
OF 1500 Ws 103 730	2700	fig. 1, no. 4	kwartsglas	205	45 600	45,6	38,8	6900

staan en die in een zeer groot gebied van spanningen betrouwbaar werkt: de werkspanning mag hierbij worden gekozen tussen 500 en ongeveer 2500 V. Dank zij de betrekkelijk grote afmetingen van het ontladingsvat levert deze lamp de voor de fotografie gewenste relatief lange flitsduur: bij lage spanningen krijgt men 50%-tijden van enkele milliseconden.

Ter vergelijking zijn in de tabel nog de gegevens van twee vertegenwoordigers van de ontladingsflitslampen voor hoge spanningen opgenomen. De gespiraliseerde lamp OF 1100 Ws kan in flitstoestellen worden gebruikt die nog (zij het met enige moeite) draagbaar zijn. De lamp OF 1500 Ws is uitsluitend bestemd voor gebruik in de studio; hij heeft de vorm van een grote ring en kan derhalve rondom het objectief van de camera worden aangebracht.

Resumerend kunnen we als belangrijkste feit in de ontwikkeling van de ontladingsflitslampen constateren dat voor flitslampen voor amateurtoestellen de toegepaste flitsenergie gedaald is tot 45 Ws, hetgeen mogelijk was door verbetering van het lichtrendement. Met flitslampen voor 45 Ws is het voor de eerste maal gelukt flitstoestellen met een gewicht van minder dan 1 kilogram te ontwikkelen. De algemene tendentie gaat in de richting van nog kleinere flitsenergieën om nog kleinere en lichtere flitstoestellen mogelijk te maken. Voor zover heden is te overzien, wordt echter het lichtrendement van de lampen dan weer kleiner.

Samenvatting. Ontladingsflitslampen worden in een groot aantal types volgens de wensen van de fabrikanten van flitstoestellen en in overleg met hen vervaardigd. De ontwikkeling van de laatste jaren is gekenmerkt door de komst van flitslampen voor de betrekkelijke lage spanning van 500 V, waardoor het mogelijk was gemakkelijk draagbare flitstoestellen met de lichte elektrolytcondensatoren te maken. Bij de constructie van een ontladingsflitslamp moet enerzijds rekening worden gehouden met de elektrische gegevens voor de werking (o.a. voor de ontsteking) die bepaald zijn door de bouw van het flitstoestel, anderzijds met de lichttechnische eisen die uit fotografisch oogpunt worden gesteld en die betrekking hebben op de spectrale verdeling van de uitgezonden straling, de uitgezonden hoeveelheid licht en de flitsduur. Met xenon als vulgas (met een druk van enige honderden torr) krijgt men een spectrale verdeling die goed lijkt op die van natuurlijk daglicht. De hoeveelheid licht bij gegeven flitsenergie (het lichtrendement) is in de laatste jaren zo ver opgevoerd dat thans een flitsenergie van 45 Ws voor de meeste fotografische doeleinden voldoende is. Dit heeft het voor de eerste maal mogelijk gemaakt flitstoestellen met een totaal gewicht van minder dan 1 kilogram te ontwikkelen. De flitsduur van de ontladingsflitslampen is voor de meeste praktische gevallen ruimschoots kort genoeg en men zal hem zelfs liefst iets langer willen hebben aangezien hierbij reeds het effect van Schwarzschild merkbaar wordt; het is inmiddels gelukt de flitsduur dicht bij de gewenste waarde van 1 milliseconde te brengen. Na een beschrijving van de principiële constructie en fabricagemethodes van de flitslampen wordt in dit artikel uiteengezet hoe men door geschikte keuze van de elektrodenafstand, de diameter van de ontladingsbuis en de gasdruk kan komen tot optimale constructies. De gegevens voor een reeks representatieve types van Philips ontladingsflitslampen zijn in een tabel verzameld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN EXPERIMENTELE RUISGENERATOR VOOR MILLIMETERGOLVEN

621.373.432.029.65:621.327.52

Voor doeleinden zoals het meten van het ruisgetal van millimetergolfapparatuur (b.v. radarontvangers), en ook als standaardruisbron bij het plasmafysisch onderzoek, heeft men een ruisbron voor mm-golven nodig. Als zodanig is de positieve zuil van een ontlading in een edel gas uitermate geschikt mits zo gedimensioneerd dat de equivalente ruistemperatuur hoog is. Uitwendige factoren — zoals de grootte van de ontladingsstroom, de gloeispanning en de omgevingstemperatuur — hebben in het algemeen weinig invloed op de ruistemperatuur en op de aanpassing.

De positieve zuil kan in het mm-golfgebied worden opgevat als een bron van zwarte straling met een zeer hoge temperatuur, die de elektronentemperatuur van het plasma dicht benadert. De elektronentemperatuur wordt in hoofdzaak bepaald door het gebruikte gas — althans onder de omstandigheden zoals men die voor de zuil van de ontlading in een ruisgenerator kiest — en is hoger naar gelang de gasatomen lichter zijn.

Voor frequenties tot ca. 40 GHz (golflengte 7,5 mm) kan men een ruisgenerator maken, eenvoudig door een glazen buis waarin de gasontlading plaatsvindt, schuin door een golfpijp te steken, zodanig dat het gedeelte van de zuil dat zich in de pijp bevindt, is aangepast en dus het maximale ruisvermogen aan de golfpijp afgeeft [1]). Voor hogere frequenties echter zijn de afmetingen van de golfpijp zo klein dat men dit systeem bezwaarlijk kan toepassen. Geschikter is dan de constructie die in *fig. 1* is afgebeeld en die voor het 4-mm-gebied goede resultaten levert. Een ronde koperen golfpijp *1* is aan één kant (links) met een micavenster *2* afgesloten en daar voorzien van een flens *3* voor de koppeling met het meetcircuit. In de golfpijp is een dunwandig buisje *5* van kwartsglas gestoken. Dit gaat aan de rechterkant over in een verwijd gedeelte, dat de oxydekatode *6* van de gasontlading omvat; in het buisje bevindt zich neon. Als anode fungeert de binnenkant van de golfpijp bij *7*, onmiddellijk voorbij het einde van het kwartsglazen buisje. De positieve zuil bevindt zich in dit buisje, dus axiaal in de golfpijp. De zuil kan zo lang worden gemaakt dat de equivalente ruistemperatuur de elektronentemperatuur dicht benadert, zodat het maximale ruisvermogen aan de golfpijp wordt afgegeven en door het micavenster

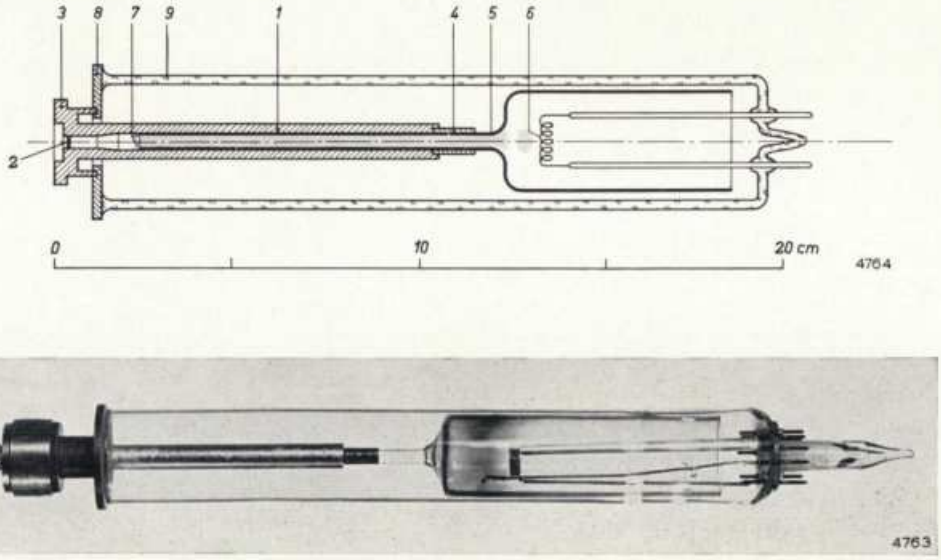


Fig. 1. Doorsnede en foto van de experimentele ruisgenerator voor het golflengtegebied bij 4 mm. *1* ronde golfpijp. *2* micavenster. *3* flens voor de koppeling met het meetcircuit. *4* klemveertjes. *5* buisje van kwartsglas. *6* oxydekatode. *7* deel van de binnenwand van de golfpijp dat als anode van de gasontlading fungeert. *8* schijf van molybdeen. *9* glazen omhulsel, gevuld met neon (druk 10 cm Hg).

[1]) W. W. Mumford, A broad-band microwave noise source, Bell Syst. tech. J. **28**, 608-816, 1949.
K. S. Knol, Determination of the electron temperature in gas discharges by noise measurements, Philips Res. Repts. **6**, 288-302, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heen het meetcircuit bereikt. Om daarbij het verlies door reflexie gering te houden, is het venster voorzien van een afgestemd diafragma.

In principe zou de ontladingsruimte aan de katodezijde vacuümdicht afgesloten kunnen worden door middel van een kwartsglazen bodem met doorvoeren voor de katode. Daar echter het buisje zeer dun van wand moet zijn, zou dan een te kwetsbaar geheel ontstaan. Om deze reden is de in fig. 1 getekende constructie gekozen: buiten aan de golfpijp is een schijf *8* van molybdeen gesoldeerd, waaraan een glazen omhulsel *9* is gesmolten, dat het systeem afsluit.

De experimentele buis volgens dit principe heeft een neondruk van 20 cm Hg. De ontladingsstroom is 75 mA, de brandspanning 150 V, en de equivalente ruistemperatuur T_{eq} bedraagt 21 000 °K met een meetfout van maximaal $\pm$ 1000 °K. Uit deze temperatuur volgt het beschikbare ruisvermogen in een small frequentiebandje Δf, namelijk $kT_{eq}\Delta f$; hierin is k de constante van Boltzmann, $= 1{,}38\times10^{-23}$ J/°K.

In *fig. 2* is de aan het experimentele exemplaar gemeten staandegolfverhouding s uitgezet als functie van de frequentie f. Uit s volgt hoeveel T_{eq} voor de desbetreffende frequentie lager is dan 21 000 °K; dit

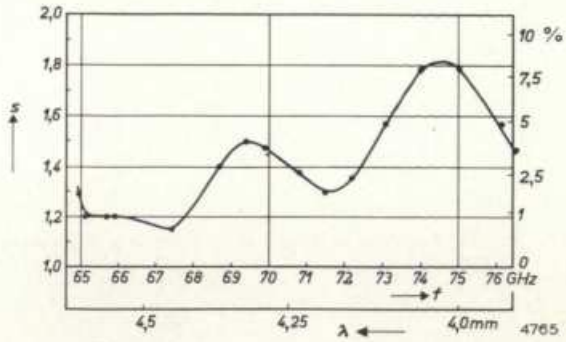


Fig. 2. Staandegolfverhouding s, gemeten aan de ruisgenerator volgens fig. 1, als functie van de frequentie f (resp. golflengte λ). Op de schaal rechts is af te lezen hoeveel % T_{eq} bij de desbetreffende frequentie lager is dan 21 000 °K.

bedrag is rechts in fig. 2 uitgezet in % van 21 000 °K.

Met 4 mm golflengte is de grens voor toepassing van zulk een ruisgenerator zeker nog niet bereikt. Om een ruisbron voor het 2-mm-gebied te maken, zal het waarschijnlijk voldoende zijn, een overgangsstuk van 4 naar 2 mm toe te voegen en de misaanpassing te compenseren.

In een artikel over standaardruisbronnen dat binnenkort in dit tijdschrift zal verschijnen, zal op de hier besproken buis nader worden ingegaan.

P. A. H. HART en G. H. PLANTINGA.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ROOSTERFOUTEN IN METALEN, HALFGELEIDERS EN IONENKRISTALLEN

door H. G. van BUEREN. 548.4

Het mag thans als een algemeen bekend feit worden beschouwd dat storingen op atomaire schaal in de regelmatige rangschikking van de atomen of ionen in een kristalrooster de macroscopische eigenschappen van het kristal in hoge mate beïnvloeden, zo niet volkomen beheersen. De roosterfouten geven daarbij blijk van een grote veelzijdigheid: van stof tot stof heeft hun aanwezigheid de meest verschillende gevolgen. Dit blijkt samen te hangen met verschillen in kristalstructuur en bindingskrachten tussen de atomen, terwijl ook de afmetingen der kristallen hierbij een rol kunnen spelen. In dit artikel worden enkele van de markantste verschilpunten, gelegen op de terreinen der elektrische en der mechanische verschijnselen, besproken.

De kennis van aard en invloed van afwijkingen in de regelmatige kristalstructuur (roosterfouten) is thans niet langer het domein van slechts een kleine groep specialisten: zij is een essentieel onderdeel geworden van het arsenaal van kennis dat voor onderzoekingen op het gebied van de vaste stof noodzakelijk is. Bovendien is men er sedert een aantal jaren in geslaagd de aanwezigheid van de meest „omstreden" groep van roosterfouten, de dislocaties, op spectaculaire en voor ieder overtuigende wijze zichtbaar te maken — o.a. met behulp van de techniek van het „decoreren" van dislocaties [1]) en door middel van de elektronenmicroscoop [2]). Het is daarbij gebleken dat vrijwel alle belangrijke theoretische voorspellingen die in de laatste vijftien jaren op dit gebied zijn gedaan (b.v. wat de structuur en de gedragingen van dislocaties betreft), op goede gronden berustten. Dit heeft de theorie van het imperfecte kristal, die in die jaren voornamelijk op papier was ontwikkeld, op een stevige experimentele basis geplaatst.

Fig. 1 en *2* illustreren de treffende overeenkomst tussen theorie en waarneming voor resp. de Frank-Read-bron en het dislocatienetwerk. Deze twee begrippen uit de dislocatietheorie zijn, in het kader van een bespreking van de grondslagen van de theorie der eenvoudige fysische roosterfouten: vacatures, interstitiële atomen en dislocaties, reeds een aantal jaren geleden in dit tijdschrift uitvoerig behandeld [3]). Daarbij werd de nadruk gelegd op de invloed van roosterfouten in metalen. Sedertdien zijn ontelbare onderzoekingen ook aan andere stoftypen verricht. Bij zulke onderzoekingen zijn een aantal interessante en leerzame verschillen voor den dag gekomen, die nieuw licht werpen, niet alleen op de eigenschappen van de roosterfouten zelf, maar ook op de stof waarin ze voorkomen. In dit artikel willen wij een aantal verschillen de revue

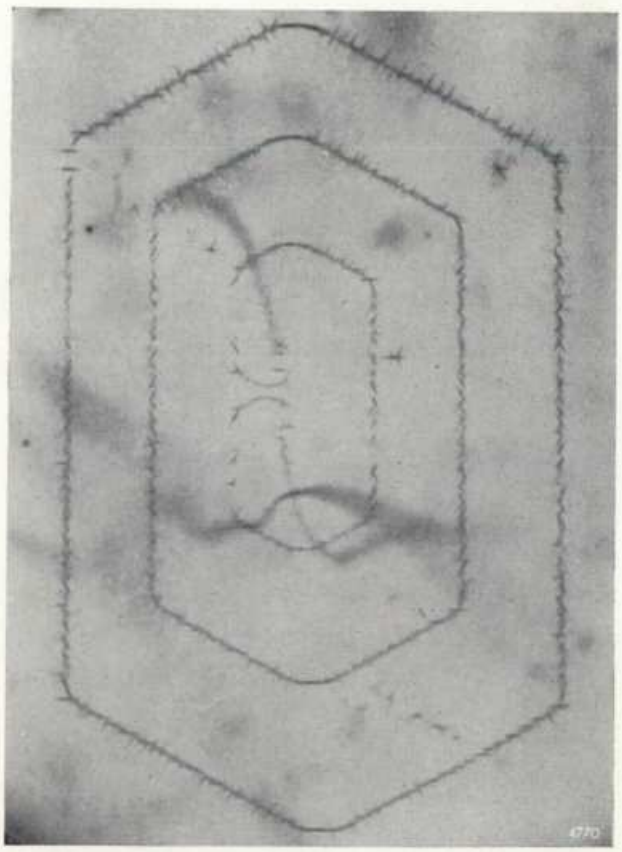


Fig. 1. Dislocatiebron van Frank-Read in een siliciumkristal. De dislocaties zijn zichtbaar gemaakt door decoratie met koperdeeltjes die nabij de dislocatielijnen precipiteren. Men vergelijke deze figuur met fig. 13 in [3]). (Ontleend aan W. C. Dash, J. appl. Phys. **27**, 1193, 1956.)

[1]) A. Hedges en D. Mitchell, Phil. Mag. **44**, 223 en 357, 1953; S. Amelinckx, Phil. Mag. **1**, 269, 1956.

[2]) P. B. Hirsch, R. W. Horne en M. J. Whelan, Phil. Mag. **1**, 677, 1956.

[3]) H. G. van Bueren, Roosterfouten en plastische deformatie van metalen, I. Aard en eigenschappen van roosterfouten, in het bijzonder van dislocaties; II. Gedrag van roosterfouten tijdens de deformatie, Philips techn. T. **15**, 266-278 en 301-310, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

doen passeren, waarbij wij ons noodzakelijkerwijze in de keuze moeten beperken. Wij zullen voornamelijk de invloed van vacatures en dislocaties nagaan. Samengestelde roosterverstoringen, zoals kristalgrenzen, en chemische imperfecties (vreemde atomen) zullen onbesproken blijven.

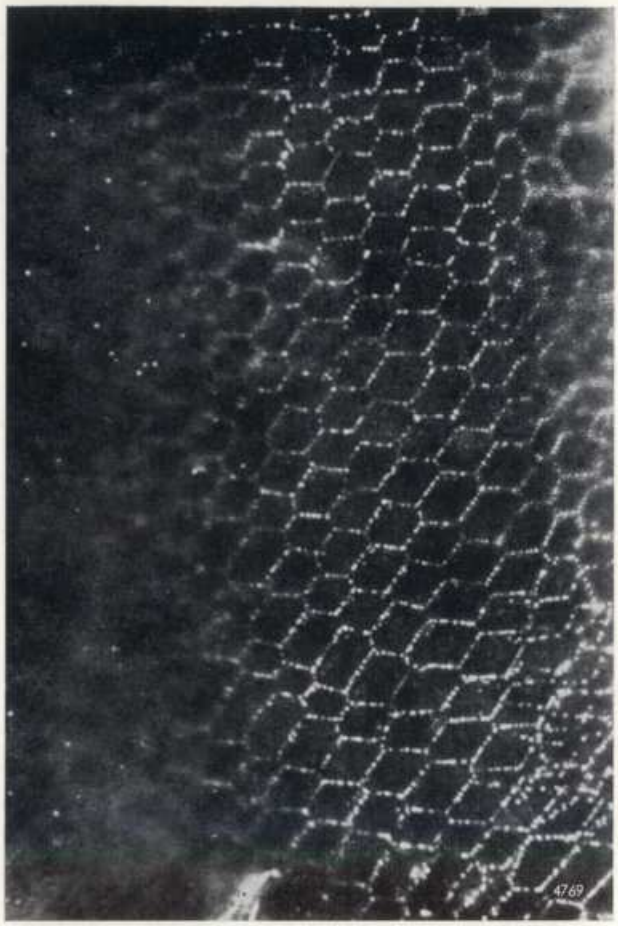


Fig. 2. Hexagonaal dislocatienetwerk in een KCl-kristal, zichtbaar gemaakt door het laten precipiteren van zilverdeeltjes op de dislocatielijnen („decoratie"). (Ontleend aan S. Amelinckx, Acta metallurgica **6**, 34, 1958.)

Ontstaan van roosterfouten

Tijdens de kristalgroei ontstaan, behalve vacatures, vrijwel steeds grote aantallen dislocaties. Dit is het gevolg, hetzij van thermische spanningen (b.v. bij groeien uit de smelt), hetzij van de condensatie van vacatures (zie hieronder), hetzij van een te geringe beweeglijkheid der het kristal samenstellende atomen (een atoom kan dan een verkeerde plaats waarop het toevallig terechtgekomen is, niet meer verlaten). Dit laatste geval kan zich b.v. voordoen bij het groeien bij relatief lage temperatuur uit de dampfaze. Het proces van ontstaan van dislocaties kan in zekere zin autokatalytisch genoemd worden: zijn er eenmaal enige dislocaties aanwezig, dan bevordert dit gewoonlijk het verdere ontstaan in hoge mate, nl. doordat de reeds aanwezige dislocaties als bronnen van nieuwe gaan werken, of doordat het spiraalgroeimechanisme van Frank gaat optreden.

Over al deze mogelijkheden is reeds eerder in dit tijdschrift gesproken [3][4][5], evenals over de wijze waarop door plastische deformatie (waarvan b.v. thermische spanningen de oorzaak kunnen zijn) grote aantallen dislocaties, vacatures en interstitiële atomen ontstaan, en hoe door afschrikken grote concentraties van vacatures, niet in thermodynamisch evenwicht, kunnen worden ingevroren. De laatste condenseren, als men de temperatuur tot een zodanige waarde verhoogt dat de vacatures beweeglijk worden, tot bepaalde dislocatieconfiguraties, die in vorm kunnen verschillen naar gelang van de stof waarin ze voorkomen (*fig. 3* en *4*). Dit

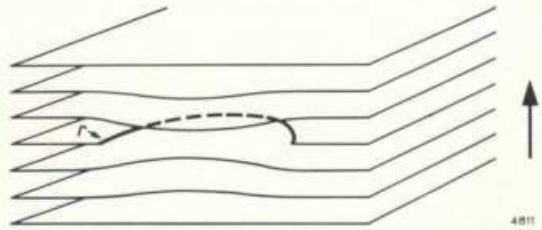


Fig. 3. Vorming van een dislocatie*ring* door condensatie van een schijfvormige opeenhoping van vacatures. Getekend zijn een reeks roostervlakken van een kristal. De rand *r* van het ingeschoven „extra" roosterhalfvlak is gebogen tot een ring, loodrecht op het vlak van tekening. De burgersvector (pijl) staat loodrecht op het vlak van de ring.

zeer belangrijke verschijnsel: de vacaturecondensatie leidend tot dislocatievorming, was reeds theoretisch voorspeld toen het met behulp van de elektronenmicroscoop via een nieuwe onderzoekingsmethode, de doorstraling van dunne foelies, experimenteel werd waargenomen [6].

Grote niet-evenwichtsconcentraties van roosterfouten en speciaal van vacatures en interstitiële atomen kunnen ook worden gevormd door bestraling met energierijke elektronen, neutronen of andere deeltjes. De puntfouten ontstaan gewoonlijk door directe verplaatsing van de roosteratomen, een proces dat vele interessante facetten heeft maar

---

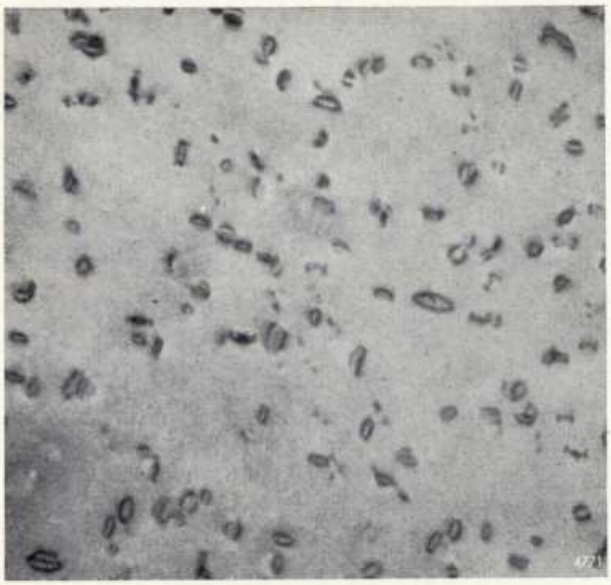
[4]) P. Penning, Het ontstaan van dislocaties door thermische spanningen, Philips techn. T. **19**, 375-382, 1957.

[5]) B. Okkerse, Het maken van dislocatievrije germaniumkristallen, Philips techn. T. **21**, 336-341, 1959.

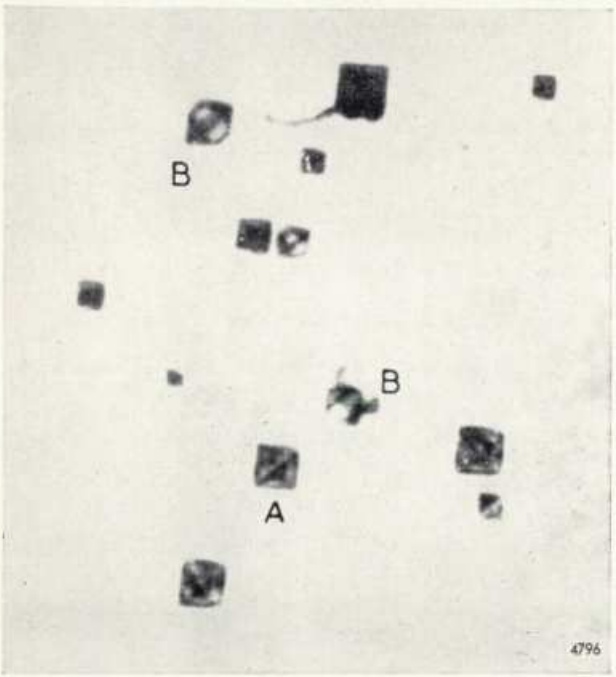
[6]) P. B. Hirsch, J. Silcox, R. E. Smallman en K. H. Westmacott, Phil. Mag. **3**, 897, 1958. — Theoretisch was het verschijnsel enige maanden tevoren voorspeld door D. Kuhlmann-Wilsdorf.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a



b

Fig. 4. Twee foto's met de elektronenmicroscoop, verkregen bij doorstraling van foelies. De foto's tonen verschijnselen, verwant aan het in fig. 3 geschetste.
a) Dislocatieringetjes in aluminiumfoelies, afgeschrikt vanaf 560 °C en geouderd bij kamertemperatuur. *b*) Tetraëdrische condensatiefiguren in een afgeschrikt goudfoelie, geouderd op 100 °C. De laatste figuur verschilt van de vorige doordat een eenvoudige dislocatiering in goud niet stabiel is, maar overgaat in een tetraëdrische configuratie van vier in verschillende octaëdervlakken liggende zg. stapelfouten. Vacaturecondensatie ligt echter aan beide verschijnselen op geheel dezelfde wijze ten grondslag. (Ontleend aan P. B. Hirsch, J. Inst. Metals **87**, 406, 1958/59 en aan J. Silcox en P. B. Hirsch, Phil. Mag. **4**, 72, 1959.)

dat wij hier verder niet kunnen bespreken; *fig. 5* geeft een indruk van wat er gebeurt. Fouten kunnen echter ook langs indirecte weg gevormd worden, en hier treedt dan als eerste een kenmerkend verschil tussen twee stoftypen op, in dit geval tussen metalen en ionenkristallen. Terwijl in metalen alle mogelijke tijdens de bestraling gevormde elektrostatische storingen reeds binnen een atoomafstand volledig door het elektronengas worden afgeschermd, zodat ze in de praktijk geen enkele invloed hebben, brengt in een ionenkristal een verstoring van de ladingstoestand van een ion de binding met de buurionen in gevaar. Een enkelvoudig negatief geladen chloorion in een keukenzoutkristal bij voorbeeld kan onder bestraling met snelle elektronen relatief gemakkelijk tweemaal geïoniseerd worden, veel gemakkelijker dan dat het in zijn geheel verplaatst wordt. Na dubbele ionisatie is het echter een positief ion geworden, dat zich bevindt op een voor negatieve ionen bestemde roosterplaats (*fig. 6*). Het spreekt vanzelf dat de omringende positieve natriumionen een kracht op het positieve chloorion zullen uitoefenen. Ten gevolge hiervan wordt het ion in een interstitiële positie gedrukt, waar het minder slecht op zijn plaats is, terwijl er een chloorvacature overblijft. Ondanks de betrekkelijk geringe schade die de bestraling rechtstreeks heeft aangericht, is aldus door het rooster *zelf* naderhand een bijdrage geleverd die de geringe tijdelijke schade in een perma-

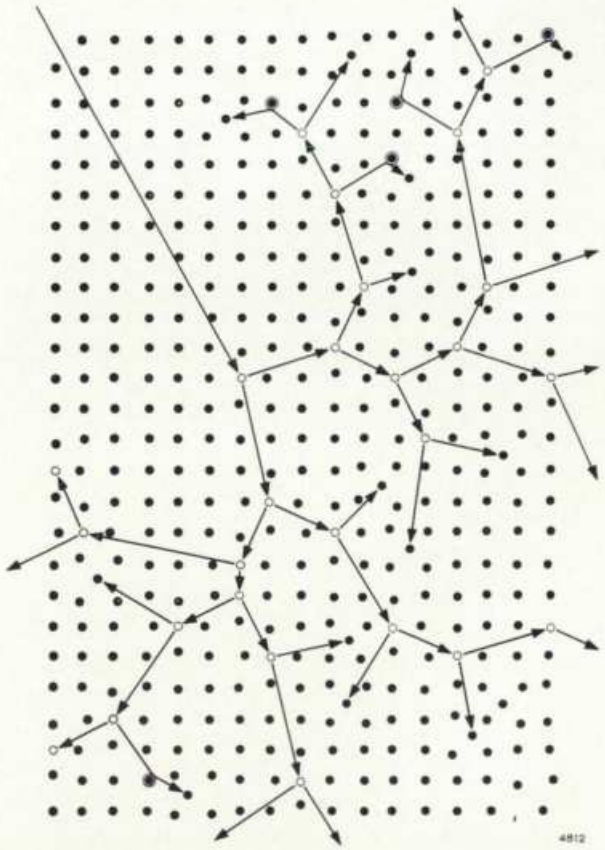


Fig. 5. Schematische voorstelling van de storing die bij bestraling van een kristal met energierijke neutronen kan ontstaan (naar D. S. Billington, Scientific American **201**, no. 9, blz. 200, 1959). Vacatures (open cirkeltjes) en interstitiële atomen worden gevormd in cascades van botsingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nente omzet. In metalen is van zulk een bijkomende roosterinvloed geen sprake. Derhalve is het bij de fundamentele studie van beschadiging door straling niet geoorloofd, de metalen (de tot op heden het best bestudeerde groep) als de representatieve stofklasse te beschouwen, en resultaten verkregen aan metalen over te brengen op andere stoffen. Het bestaan van nog andere indirecte stralingsgevolgen die in bepaalde stoffen wèl, in andere niet optreden, is reeds incidenteel aangetoond, o.a. in organische stoffen („cross-linking" in polymeren).

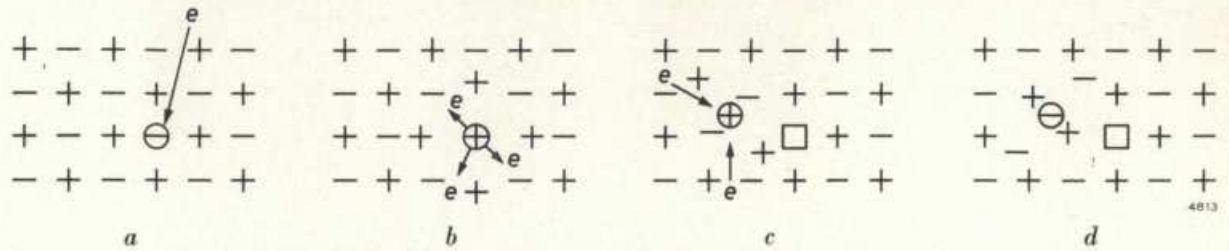


Fig. 6. Voorstelling (schematisch) van de gevolgen van de dubbele ionisatie van een negatief ion in een NaCl-rooster onder invloed van een botsing met een energierijk elektron (*a*). Het ion wordt positief (*b*), is dan niet meer in een stabiele positie en verhuist naar een interstitiële plaats (*c*). Daarna kan het ion de ontbrekende elektronen weer vangen, en een interstitieel negatief ion is ontstaan (*d*), tegelijk met een vacature.
Dit mechanisme voor het ontstaan van interstitiële negatieve ionen is voorgesteld door J. H. O. Varley (Nature **174**, 856, 1954). Opgemerkt zij dat géén analoge vorming van interstitiële positieve ionen mogelijk is.

Wij willen na deze inleiding over het ontstaan van roosterfouten overgaan tot de bespreking van enkele groepen van verschijnselen waarbij het onderscheid tussen verschillende stoftypen opvallend is. Wij kunnen hierbij, zoals gezegd, slechts een greep doen en bespreken dus achtereenvolgens twee losse voorbeelden, resp. behorende tot de groep der elektrische en der mechanische verschijnselen. Optische, magnetische en resonantieprocessen laten we hier buiten beschouwing, evenals de technisch zeer belangrijke invloed die roosterfouten op het verschijnsel van de diffusie en op verschillende vormen van chemische reactiviteit hebben.

Invloed van roosterfouten op het elektrisch geleidingsvermogen

Dislocaties en vacatures verminderen het elektrisch geleidingsvermogen van metalen, doordat zij de geleidingselektronen verstrooien, op analoge wijze als de thermische roostertrillingen dit doen [3])[7]). Terwijl het optreden en de invloed van de laatste van de temperatuur afhangt, geldt dit niet voor de roosterfouten (als we met niet-evenwichtsconcentraties te doen hebben en van herstelprocessen afzien). Daarom gaat in eerste benadering de wet van Matthiessen op, die zegt dat de vermindering van de beweeglijkheid van de elektronen in metalen ten gevolge van roosterfouten min of meer onafhankelijk is van de temperatuur. Onder de term beweeglijkheid verstaan wij dan de in de fysica van de vaste stof gebruikelijke grootheid μ, gedefinieerd door:

$$\gamma = n e \mu, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

waarin γ het geleidingsvermogen, n het aantal geleidingselektronen per cm^3 en e de elementaire lading is.

De vermindering van μ, hoe interessant ook, is de enige invloed die roosterfouten op het transport van lading in metalen hebben. Zoals reeds gezegd, spelen eventuele elektrostatische effecten geen rol, daar alle verstoringen van het ladingsevenwicht binnen een atoomafstand van de dislocatie worden afgeschermd. Dit is geheel anders in halfgeleiders, met valentiebinding tussen de atomen en met weinig ladingdragers. Hierin wordt door roosterfouten niet alleen de beweeglijkheid μ, maar gewoonlijk ook de concentratie n der ladingdragers gewijzigd, nl. als gevolg van de werking van roosterfouten als donors of acceptors [8]). Daardoor is het niet in het algemeen te zeggen of de introductie van roosterfouten het elektrisch geleidingsvermogen van zulke covalente halfgeleiders zal doen toe- of afnemen: dit hangt af van de concentratie der geleidingselektronen. Zo zal goed geleidend *N*-germanium door de introductie van vacatures en dislocaties ten gevolge van plastische vervorming een grotere weerstand gaan vertonen, doordat beide soorten fouten als acceptorcentra werken en dus de concentratie van geleidingselektronen verminderen. Naarmate de dichtheid van de fouten toeneemt, daalt de elektronenconcentratie, totdat het materiaal „intrinsiek" is geworden en het geleidings-

[7]) Zie b.v. J. Volger, Philips techn. T. **22**, 246, 1960 (no. 7).

[8]) Voor de grondslagen van de theorie der halfgeleiders, en voor de definitie van diverse hier gebruikte termen en begrippen verwijzen wij naar het in [7]) genoemde artikel en naar: F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Eenvoudige theorie van de lagentransistor, Philips techn. T. **14**, 201-214, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vermogen een minimum heeft bereikt. Bij nog verdere toeneming van het aantal dislocaties treedt conversie op; het materiaal wordt van type P en de weerstand neemt weer af (*fig. 7*), om ten slotte een min of meer constante waarde te bereiken, afhankelijk van de concentratie van de overige centra. Bij kamertemperatuur werken zowel dislocaties als vacatures mee om deze verandering te bewerkstelligen, bij zeer lage temperatuur voornamelijk de vacatures.

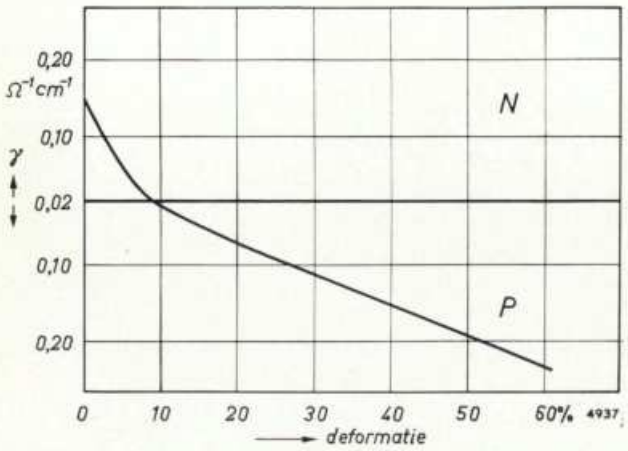


Fig. 7. Verandering van het geleidingsvermogen γ van N-germanium door plastische vervorming. Na ca. 10 % vervorming treedt, doordat de gevormde roosterfouten als acceptors werken, conversie tot type P op. (Ontleend aan E. S. Greiner en W. C. Ellis, Bell Lab. Record **34**, 403, 1956.)

Geladen dislocaties in halfgeleiders

De acceptorwerking van dislocaties is daaraan toe te schrijven dat langs een dislocatielijn gewoonlijk valentiebindingen tussen de germaniumatomen verbroken zijn. Neem bij voorbeeld een zg. 60°-dislocatie in germanium (*fig. 8*), waarvan de burgersvector een hoek van 60° met de dislocatie-as insluit. De atomen aan de rand van het „extra-halfvlak" dat langs zulk een dislocatie eindigt, zijn niet, zoals het behoort, door vier buren maar slechts door drie buren omringd. Deze atomen houden dus één vrije binding over, d.w.z. ze hebben een ongepaard elektron, en zullen daarom graag een geleidingselektron accepteren om hun elektronenschil gesloten te maken. Zulk een dislocatie is dus als een rij van acceptors te beschouwen.

Het opvullen van de rij, d.w.z. de bezetting van alle acceptorniveaus langs een dislocatie, wordt verhinderd, zelfs in materiaal van uitgesproken type N, door de elektrostatische afstoting die al deze (onafgeschermde) extra-elektronen op elkaar uitoefenen. In dit opzicht verschillen dislocatieacceptors van acceptors gevormd door vreemde atomen

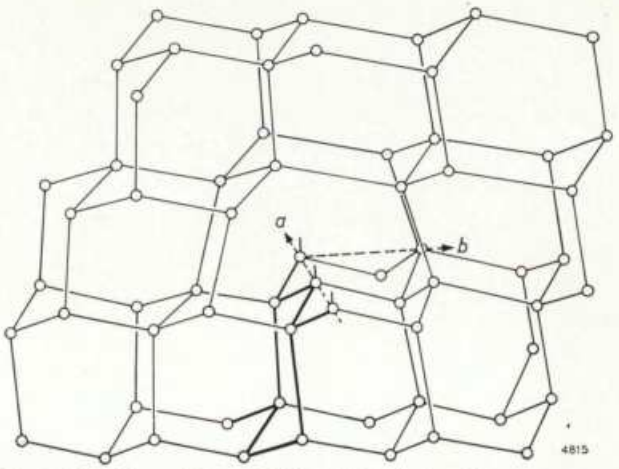


Fig. 8. 60°-dislocatie langs ⟨110⟩-richting in het diamantrooster. Het extra-halfvlak is door vette lijnen aangegeven, de vrije bindingen zijn duidelijk zichtbaar. a stelt de dislocatie-as voor, b de richting van de burgersvector. (Ontleend aan J. Hornstra, Physica **25**, 409, 1959.)

die willekeurig door het rooster verspreid liggen: bij dislocaties treedt een correlatie tussen de acceptors op, die leidt tot een bezettingsgraad welke afwijkt van de gebruikelijke.

Een dislocatielijn in materiaal van type N waarlangs een gedeelte van de acceptortoestanden bezet is, draagt een lading. Deze lading wordt geneutraliseerd door een tegengestelde ruimtelading in een min of meer cilindrisch gebied rondom de dislocatie: de in dit gebied gelegen donors — de donors zijn vrijwel homogeen over het gehele rooster verspreid — hebben de elektronen geleverd die de acceptors hebben gevuld (*fig. 9*). Het cilindrische gebied kan in halfgeleiders een aanzienlijke dikte hebben; nemen we aan dat 10% van de vrije bindingen langs de dislocatielijn een elektron geaccepteerd heeft,

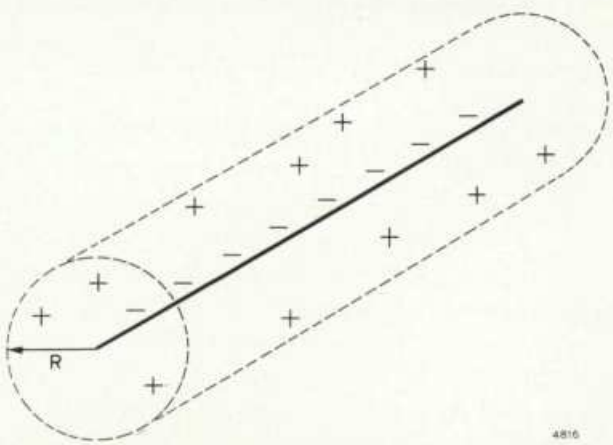


Fig. 9. Een dislocatielijn in N-germanium is negatief geladen, doordat hier en daar langs de lijn een elektron is geaccepteerd. Deze lading moet geneutraliseerd worden door ionisatie van donors in een min of meer cilindrisch gebied rondom de dislocatie, waarin dus een ruimtelading wordt gevormd. De straal R van dit gebied hangt van de concentratie der donors af: hoe meer donors, hoe nauwer de ruimteladingscilinder zal zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan is het gemiddelde aantal geaccepteerde elektronen per cm dislocatielengte 2×10^6. Stellen we de dichtheid van de donors op 10^{15} cm^{-3} (een redelijke waarde voor N-germanium), dan vinden we voor de diameter van het ruimteladingsgebied waarin alle donors geïoniseerd zijn, ca. 0,5 micron. De energie, nodig om zulk een ruimteladingsgebied op te bouwen rondom de geladen dislocatie, bedraagt ca. 0,5 eV per elektron. Dit is van de orde van de energie, nodig om een elektron van een germaniumatoom los te maken en naar een ander atoom waaraan een elektron ontbreekt, toe te brengen. Het is dus begrijpelijk dat slechts een fractie der dislocatieniveaus kan worden bezet.

Willen wij nu de verstrooiing van ladingdragers door dislocaties in een halfgeleider berekenen, dan moeten wij met dit ruimteladingseffect rekening houden. In het beschreven geval trad het alleen in N-germanium op, daar de dislocatie als een rij van acceptors werkte. Het is echter niet uitgesloten dat in andere halfgeleidende elementen of verbindingen een atoom met een vrije binding liever het overgebleven elektron zal afstaan dan een tweede accepteren; de dislocatie werkt dan als een rij van donors, en de ruimteladingseffecten zullen in materiaal van type P optreden.

Gedetailleerde experimentele onderzoekingen omtrent de elektrische eigenschappen van dislocaties in covalente halfgeleiders ontbreken nog — de reden hiervan is dat een groot aantal verdere complicaties optreedt. Deze moeten wij hier onbesproken laten.

Geladen dislocaties in polaire kristallen

In polaire (ionen-)kristallen treden analoge elektrostatische effecten in nog sterkere mate op dan in covalente stoffen, dank zij het feit dat alle samenstellende deeltjes van nature al een lading dragen en dat storingen in de ladingverdeling slechts in geringe mate (door polarisatie van het rooster) worden afgeschermd. In de covalente materialen verkrijgt een dislocatie een lading door de wisselwerking met elektronen. In ionenkristallen echter wordt de rol der beweeglijke ladingdragers overgenomen door de ionen zelf, of anders uitgedrukt: door de puntvormige roosterfouten, en wel voornamelijk vacatures, die voor de beweging van de ionen noodzakelijk zijn. Deze gedragen zich in het rooster als bezaten zij een lading welke tegengesteld is aan die van het afwezige ion. Deze „effectieve lading" wordt gecompenseerd door vacatures van tegengesteld geladen ionen (paren van Schottky), òf door interstitiële ionen van gelijke lading als de afwezige ionen (paren van Frenkel), òf door geschikte vreemde ionen. In thermodynamisch evenwicht heerst binnen in het kristal ladingsneutraliteit. Anders gezegd, de voortdurende vorming en verdwijning van roosterfouten zal gemiddeld in paren geschieden, zodanig dat steeds evenveel positieve als negatieve ladingen aanwezig zijn. De creatie en vernietiging van roosterfouten vindt bij voorkeur plaats aan het oppervlak, aan kristalgrenzen of aan dislocaties. Het is echter niet a priori aan te nemen dat de energie, nodig om een vacature van een bepaald ion te vormen, gelijk zal zijn aan die om de vacature te vormen die als ladingpartner moet dienen (wij beperken ons in het volgende tot paren van Schottky). Nabij een dislocatie ontstaan en verdwijnen, op atomaire schaal gezien, de twee soorten vacatures geheel onafhankelijk van elkaar.

De wijze waarop dit geschiedt, zullen wij hier niet bespreken. Wij volstaan met te vermelden dat knikken in de dislocaties (Engels „jogs", zie [3]) hierbij een voorname rol spelen. Aan dergelijke knikken ontstaat gemakkelijker een vacature dan elders in het kristal; enerzijds doordat de ionen daar minder buren hebben, anderzijds doordat — en dit hangt onmiddellijk met het vorige samen — reeds een deel van de nodige elektrische lading ter plaatse van de knik is geconcentreerd [9]).

De evenwichtsconcentraties c_+ en c_- van de twee soorten vacatures van een paar van Schottky zullen dus vlak bij de dislocatie gewoonlijk ongelijk zijn, en er bestaat een ruimtelading rondom de dislocatie, met dichtheid $e(c_+ - c_-)$ (e stelt de lading der ionen voor in absolute waarde). Een ruimteladingspotentiaal φ ontstaat, die volgens de vergelijking van Poisson met de ladingsdichtheid samenhangt:

$$\Delta\varphi = -\frac{4\pi e}{\varepsilon}(c_+ - c_-), \quad . \; . \quad (2)$$

waarin ε de diëlektrische constante van het materiaal voorstelt. Wij kunnen nu de evenwichtsconcentraties der beide soorten vacatures afzonderlijk berekenen. Zijn de vrije vormingsenergieën der beide componenten respectievelijk U_+ en U_-, dan vinden wij voor de concentraties:

$$\left.\begin{aligned} c_+ &= \text{const.} \times \exp\left[-(U_+ - e\varphi)\,kT\right]; \\ c_- &= \text{const.} \times \exp\left[-(U_- - e\varphi)\,kT\right]. \end{aligned}\right\} \; . \; . \quad (3)$$

Door introductie van (3) in (2) ontstaat de zg. ver-

[9]) Voor een verdergaande bespreking zij verwezen naar H. G. van Bueren, Imperfections in crystals, Part III, Noord-Holl. Uitg. Mij., Amsterdam 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gelijking van Debye-Hückel, waarvan de oplossing ver van de dislocatie gegeven wordt door:

$$c_+ = c_- = \text{const.} \times \exp(-U/2kT) \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin $U = U_+ + U_-$. Dit drukt mathematisch uit wat wij eerder reeds hebben opgemerkt: binnen in het kristal, ver van dislocaties en van het oppervlak, moeten wegens de neutraliteit beide concentraties gelijk zijn. Binnen een zekere afstand R van de dislocatie, die globaal gegeven is door:

$$R = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{4ne^2N}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

is de gelijkheid (4) echter niet meer geldig. (In deze formule stelt N het totale aantal vacatures per cm^3 ver van de dislocatie voor.) De afstand R bepaalt de afmeting van het cilindervormige gebied rondom een dislocatie waarbinnen ruimteladingseffecten merkbaar zijn. Afhankelijk van de temperatuur varieert deze straal b.v. in keukenzout van een honderdste tot enkele tiende micron.

Evenals in het geval van de covalente halfgeleiders, gedraagt zich ook hier de dislocatielijn als een lijnvormige lading, nu met potentiaal

$$\psi = \frac{U_+ - U_-}{2e}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

omgeven door een ruimteladingsgebied. In een keukenzoutkristal is $\psi = -0{,}28$ volt. Zowel de elektrische als de mechanische eigenschappen van ionenkristallen worden door de lading van de dislocaties beïnvloed, want de beweeglijkheid van de ladingdragers (vacatures) en de beweeglijkheid van de dislocaties zèlf ondervinden er beide de gevolgen van.

Op dit laatste punt willen wij nog kort ingaan, daar hierop een interessante experimentele bevestiging van de bovenstaande theorie is gebaseerd. Niet alleen rondom de dislocaties, ook in de oppervlaklaag van een ionenkristal zal door het beschreven mechanisme een ruimtelading heersen. Een dislocatie die het oppervlak nadert, zal dus elektrostatisch worden afgestoten (*fig. 10*). Nu is het bekend dat het oppervlak in deze kristallen een zeer belangrijke rol speelt bij de plasticiteit. Terwijl NaCl-kristallen in droge lucht zeer bros zijn, kunnen zij over tientallen procenten worden vervormd als het oppervlak vochtig is (effect van Joffé). Het is mogelijk dat dit, behalve op mechanische oorzaken, ook op elektrostatische oorzaken berust. Dergelijke effecten zijn ook in halfgeleiders duidelijk aanwezig, maar in metalen treden zij in veel geringere mate op.

Een periodieke elastische vervorming van een ionenkristal heeft kleine periodieke bewegingen van de dislocaties, dus van de ruimteladingszones, tot gevolg, en deze ladingsbewegingen induceren aan het oppervlak een periodiek variërende elektrische spanning. Bij een in buigtrilling gebracht kristal kon nu inderdaad een zwakke wisselspanning worden gemeten. Men verwarre dit verschijnsel niet met de piëzo-elektriciteit; deze treedt alleen op in kristallen zonder symmetriecentrum, terwijl de dislocatiebewegingseffecten in kubische kristallen zijn geconstateerd. Omgekeerd kan men in deze kristallen, door er een elektrische spanning op te zetten, een geringe dislocatiebeweging, en daardoor een geringe elastische vervorming, teweegbrengen. Beide verschijnselen zijn bij recente onderzoekingen in België waargenomen [10]).

We zeiden hierboven dat de lading van de dislocaties uiteraard van invloed is op de beweeglijkheid der ladingdragers — en daardoor op hun bijdrage tot het elektrisch geleidingsvermogen. Kwantitatief blijkt deze invloed gering te zijn: de ladingdragers — de vacatures of, wat op hetzelfde neerkomt, de ionen van het kristal — hebben een te grote massa om in aanmerkelijke mate te worden verstrooid. Zoals wij reeds zagen, spelen daarentegen dislocaties wèl een belangrijke rol bij het ontstaan van ladingdragers. In het algemeen ziet men door introductie van roosterfouten de weerstand van ionenkristallen afnemen. Dit effect wordt zeer sterk in de hand gewerkt door een geringe plastische vervorming: deze gaat gewoonlijk met een drastische tijdelijke verlaging van de weerstand gepaard. De oorzaak hiervan ligt in het feit dat tijdens een beweging van de dislocaties grote aantallen vacatures of interstitiële atomen gevormd worden,

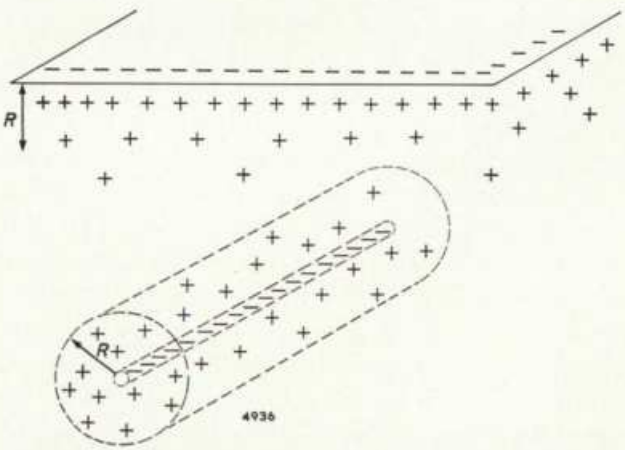


Fig. 10. Ter illustratie van de ruimteladingseffecten nabij het kristaloppervlak en nabij een dislocatie, in een ionenkristal waarin vacatures van negatieve ionen gemakkelijker gevormd worden dan vacatures van positieve ionen.

[10]) R. L. Sproull, Phil. Mag. **5**, 815, 1960.
S. Amelinckx, G. Remaut en J. Vennik, J. Phys. Chem. Solids **11**, 170, 1959 en **16**, 158, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volgens een van de mechanismen die reeds vroeger werden besproken. Deze dynamische vormingswijze van puntfouten staat los van de statische welke wij hierboven hebben behandeld, maar de gevormde roosterfouten dragen, zoals vanzelf spreekt, evengoed hun aandeel tot het geleidingsvermogen bij.

beschouwd en die wij nu, om verwisseling met de vroeger ingevoerde beweeglijkheid van ladingdragers te voorkomen, liever als mobiliteit zullen aanduiden. In metalen bestaat er, behalve de bovengenoemde interactie der dislocaties en de wisselwerking met puntfouten, in principe nauwelijks een belemmering voor de beweging der dislocaties. Daarentegen is in de meeste stoffen met valentiebinding de mobiliteit van dislocaties uiterst gering, althans bij niet te hoge temperaturen, wegens de starre binding tussen de atomen. Deze materialen zijn dan ook uiterst bros en vertonen slechts ductiliteit bij hoge temperaturen, doordat de dislocaties dan mobiel blijken te worden. In polaire kristallen is de mobiliteit op zichzelf vrij groot, doch gewoonlijk gaan hier met een beweging van de dislocaties elektrostatische effecten gepaard, waardoor de beweging wordt tegengewerkt en de effectieve mobiliteit toch weer relatief klein is. Slechts onder bepaalde geschikte omstandigheden kan men ionenkristallen in aanzienlijke mate vervormen zonder dat zij breken.

Tabel I. Invloed van roosterfouten op elektrische eigenschappen (+ vergrotende invloed, — verminderende invloed, 0 geen of zeer weinig invloed).

	Metalen		Halfgeleiders		Ionenkristallen	
	dislocaties	puntfouten	dislocaties	puntfouten	dislocaties	puntfouten
Beweeglijkheid μ	—	—	—	—	0	0
Aantal ladingdragers n	0	0	+ of —	+ of —	+	++
Geleidingsvermogen γ	—	—	+ of —	+ of —	+	++

In *tabel I* zijn voor de drie beschouwde stofklassen de verschillen in de invloed van roosterfouten op elektrische eigenschappen samengevat.

Plasticiteit van kristallen

Bepalende factoren

We hebben zojuist al eraan herinnerd dat de plastische vervormbaarheid van kristallen berust op de aanwezigheid van dislocaties: deze kunnen onder betrekkelijk geringe spanningen bewegen en afschuivingen veroorzaken op bepaalde glijvlakken. De mate van vervormbaarheid wordt door een aantal factoren bepaald, waarvan wij de invloed nog niet voor alle kwantitatief kennen.

Als eerste factor noemen wij de dislocatielengte die het kristal per volume-eenheid bevat (dislocatiedichtheid). Is deze klein, dan zal slechts weinig afschuiving optreden en de vervormbaarheid is gering; is ze groot, dan hinderen de dislocaties elkaar en is het materiaal evenmin ductiel. Er bestaat nl. een maximale kracht die men in de praktijk op een kristal mag toepassen: bij overschrijden hiervan treedt scheuring of breuk op. Bij zeer grote dislocatiedichtheid wordt de gemiddelde interactiekracht tussen de dislocaties vergelijkbaar met deze maximumkracht, en er zal breuk optreden voordat de dislocaties merkbaar bewogen hebben. De grootste ductiliteit blijkt men in het algemeen te krijgen bij een dislocatiedichtheid van ca. 10^8 cm^{-2}. Deze dichtheid is voor metaalkristallen alleszins normaal te noemen, voor halfgeleiders daarentegen is zij zeer hoog en voor ionenkristallen tamelijk hoog.

Een tweede factor die voor de vervormbaarheid van belang is, is de beweeglijkheid van de dislocaties, die wij in het voorgaande reeds even hebben

Ten derde moeten wij hier noemen de aanwezigheid van dislocatiebronnen ter aanvulling van de uittredende dislocaties. Zonder bronnen is geen blijvende ductiliteit mogelijk, maar de aanwezigheid van bronnen hangt zelf weer van diverse factoren af, zoals de aard van het oppervlak, de aanwezigheid van onzuiverheden, de afmetingen van het kristal en de dislocatiedichtheid. De relatieve invloed van deze factoren is in verschillende materialen verschillend. Dit, en de genoemde verschillen in dichtheid en mobiliteit, vindt men samengevat in *tabel II*. Deze tabel kan als uitgangspunt dienen voor een systematisch vergelijkend onderzoek van de plasticiteit der verschillende stoftypen. Naar gelang van het stoftype kan men voorts deze eigenschap onder geheel verschillende omstandigheden bestuderen en op deze wijze omgekeerd uit de plasticiteit gegevens over het gedrag der dislocaties verkrijgen.

Ten einde het bovenstaande te illustreren, gaan we wat nader in op de wijze hoe men, door bestudering van de plasticiteit van halfgeleiders en ionenkristallen, inzichten heeft kunnen verkrijgen omtrent de mobiliteit van dislocaties, die men uit het onder-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel II. Verschillen in dislocatiestructuur en mechanische eigenschappen.

	Metalen	Halfgeleiders	Ionenkristallen
Dislocatiedichtheid	groot	gering tot matig	matig
Dislocatiemobiliteit	groot	0 tot matig (bij hoge temperatuur)	matig
Ductiliteit	groot	0 tot matig (bij hoge temperatuur)	matig
Dislocatiebronnen	inwendig	oppervlak	inwendig + oppervlak
Invloed van afmetingen op ductiliteit	gering	groot	groot

zoek van de bij uitstek plastische metalen niet (of veel moeilijker) kan afleiden.

Directe metingen van de snelheid van dislocatiebeweging

Als maat voor de mobiliteit der dislocaties kan dienen de snelheid waarmee een dislocatie, bij gegeven temperatuur, zich verplaatst onder invloed van een gegeven mechanische spanning. Een directe meting hiervan kan slechts geschieden in een relatief perfect materiaal, dat weinig dislocaties bevat. Slechts daarin kan men iets van de individuele dislocatiebewegingen merken, en bovendien is de interactie tussen de dislocaties dan te verwaarlozen. Perfecte kristallen (van redelijke afmetingen) vindt men niet of nauwelijks onder de metalen, maar wel kan men ze verkrijgen bij de covalente stoffen en, zij het onder bepaalde voorzorgen, bij sommige polaire materialen. Het is dan ook geen toeval dat men vooreerst juist in vertegenwoordigers van deze stofklassen de dislocatiesnelheden heeft gemeten, nl. in germanium en lithiumfluoride. De resultaten, die we nu zullen bespreken, kunnen natuurlijk niet onmiddellijk tot de technisch zo belangrijke groep van de metalen worden uitgebreid, maar enige algemene inzichten kunnen worden verkregen die voor alle stoftypen gelden. Recente metingen aan metalen, o.a. aan siliciumijzer, hebben deze inzichten inderdaad bevestigd.

a) Verplaatsing van etsputten

In het doorzichtige materiaal lithiumfluoride heeft men de beweging van een afzonderlijke dislocatie kunnen waarnemen met behulp van een etstechniek [11]). Als men in een verdunde waterige oplossing van ferrichloride een laagje van het oppervlak van het kristal afetst, krijgt men „etsputten" op de plaatsen waar dislocaties dit oppervlak treffen. Een kortdurende mechanische spanningsstoot op het kristal doet de dislocaties een kleine afstand bewegen, waarbij ze dus van hun etsputten loskomen. Hernieuwd etsen brengt dan een nieuwe groep etsputten aan het licht, die ten opzichte van de oude over de genoemde afstand verschoven zijn. De laatste hebben een ander uiterlijk gekregen: terwijl „verse" etsputten waarin een dislocatie uitkomt, een kleine spitse vorm bezitten, hebben de „oude" etsputten (zonder dislocatie) door de hernieuwde etsing grotere afmetingen en een vlakkere bodem gekregen (zie *fig. 11*). Door nu de tijd en de spanning (en eventueel de temperatuur) te variëren en de afstanden der etsputten te meten, kan men de snelheid van de dislocaties berekenen. (Het is duidelijk dat deze methode alleen gebruikt kan worden als in het kristal slechts een gering aantal, goed van elkaar te onderscheiden, dislocaties voorkomen.)

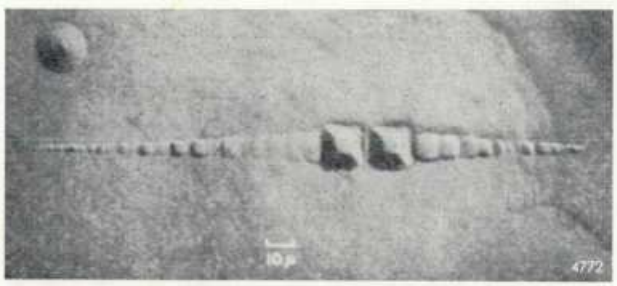


Fig. 11. De beweging van dislocaties in lithiumfluoride kan worden bepaald uit de verplaatsing van de etsputten die aan eindpunten van dislocaties optreden. De reeks kleine putten geven de dislocatieposities aan na een aantal kortdurende buigbelastingen van het kristal; de twee grote putten de posities van dezelfde dislocaties vóór deze behandeling. De twee dislocaties verplaatsen zich bij buiging in tegengestelde richtingen, hebben dus tegengesteld teken. Vergroting ca. 500×. (Ontleend aan W. G. Johnston en J. J. Gilman, J. appl. Phys. **30**, 129, 1959.)

Het resultaat van dergelijke onderzoekingen is in *fig. 12* voorgesteld. De snelheid van dislocaties hangt zeer sterk af van de spanning, nl. ongeveer exponentieel; een toeneming van de spanning met enkele kg/mm² leidt tot een vergroting van de snelheid met ongeveer een factor 10^6.

b) Kruipproeven

Een soortgelijk resultaat als uit deze directe, „microscopische", onderzoekingen is indirect verkregen uit „macroscopische" kruipproeven, uitgevoerd ook aan LiF, maar vooral aan mono-

[11]) W. G. Johnston en J. J. Gilman, J. appl. Phys. **30**, 129, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kristallen van germanium [12][13]). In dit laatste materiaal is een zeer geringe oorspronkelijke dislocatiedichtheid te verwezenlijken [5]). Een permanente mechanische spanning brengt bij verhoogde temperatuur een geleidelijke vervorming („kruip") van zulk een „semiperfect" kristal teweeg, die op een zeer bepaalde wijze van de tijd afhangt. *Fig. 13* geeft hiervan een voorbeeld: na een periode waarin nauwelijks enige vervorming is te bemerken (initiale periode, soms ook incubatietijd genoemd), en die onder gemiddelde omstandigheden tientallen minuten kan duren, treedt een toeneming van de vervormingssnelheid op, tot een constante waarde wordt bereikt, die vele tientallen malen groter kan zijn dan de vervormingssnelheid in de initiale periode. Analyse van een groot aantal van dergelijke kruipkrommen heeft geleerd dat men ze alle kan beschrijven met behulp van slechts twee parameters, t_p en a, waarvan de betekenis uit fig. 13 volgt: t_p is een maat voor de lengte van de initiale periode, en a is de uiteindelijk bereikte, constante kruipsnelheid. In de initiale periode blijkt de

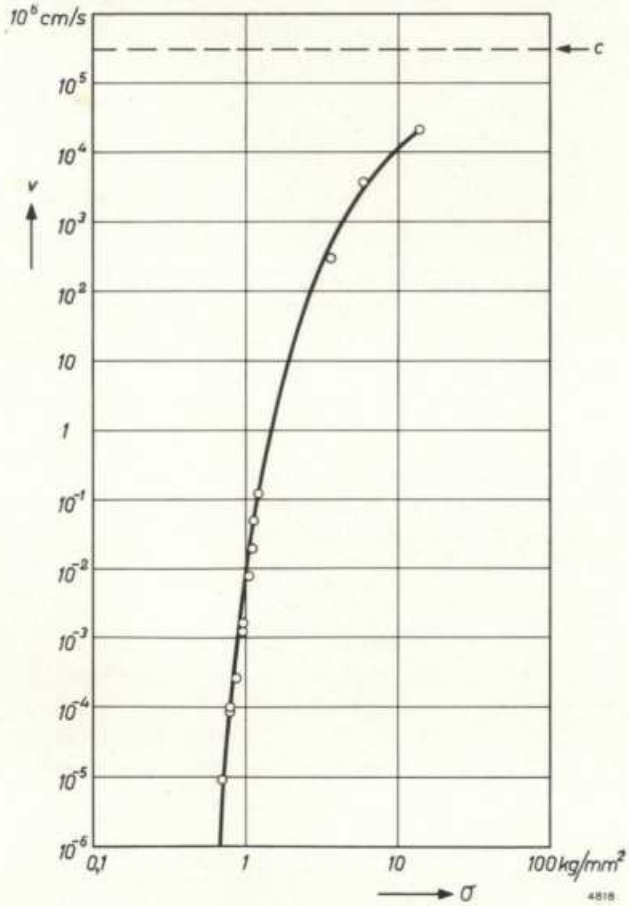


Fig. 12. Snelheid v van dislocaties in lithiumfluoride als functie van de spanning σ [11]); c is de geluidssnelheid, die een bovenste grens stelt aan de dislocatiebeweging.

[12]) P. Penning en G. de Wind, Physica **25**, 765, 1959.
[13]) H. G. van Bueren, Physica **25**, 775, 1959.

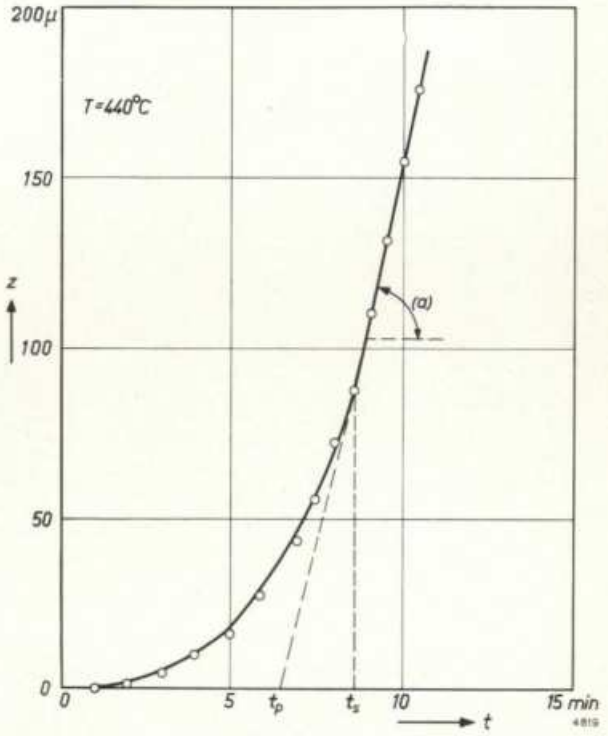


Fig. 13. Kruipkromme van germaniumkristal, op buiging belast bij 440 °C. De lengte-as van het kristalstaafje lag langs een [111]-richting, de spanning in de buitenste lagen bedroeg 13 kg/mm². De doorbuiging z is uitgezet tegen de tijd t. Punten: meetpunten ontleend aan [12]); getrokken kromme: theoretisch verloop ontleend aan [13]).

kruipkromme met goede nauwkeurigheid door een derdegraadsfunctie van de tijd te kunnen worden voorgesteld: de vervorming z neemt met de tijd toe volgens

$$z = a\,t^3. \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Voorbij $t = t_p$ gaat deze kromme dan over in een rechte lijn:

$$z = a\,(t - t_p). \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

De factor a is hierbij geen onafhankelijke parameter: bij gegeven a en t_p is hij bepaald door de voorwaarde dat de krommen zonder knik in elkaar moeten overgaan.

Het verloop volgens de formules (7) en (8) kan zeer goed begrepen worden als men zich het mechanisme van het kruipverschijnsel als volgt voorstelt.

Een dislocatiebron, ergens in het kristal aanwezig, zendt onder invloed van de spanning σ dislocatieringen uit, ongeveer zoals in [3]) is beschreven (*fig. 14*). Deze ringen, nemen wij aan, expanderen met een constante snelheid v, de gezochte dislocatiesnelheid in het materiaal. Dan zal er ook steeds een zelfde tijd t_0 tussen de uitzending van twee opeenvolgende ringen verlopen, en de ringen volgen elkaar dus op onderling gelijke afstand $\delta = vt_0$. De afstand δ wordt bepaald door de elastische wisselwerking tussen een zojuist uitgezonden ring en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bron; men kan hem schatten op ongeveer 1 micron.

De dislocatie, met straal r, veroorzaakt een tegenspanning ter plaatse van de bron, ongeveer ter grootte van $0{,}1\,Gb/r$, als b de burgersvector van de dislocatie is en G de schuifmodulus van het materiaal. De tegenspanning wordt kleiner dan de aangelegde spanning σ zodra de ring gegroeid is tot

$$r \geqq 0{,}1\,Gb/\sigma. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Het rechterlid geeft dus globaal de afstand δ tussen de oude ring en de nieuwe, die op dat moment uitgezonden wordt.

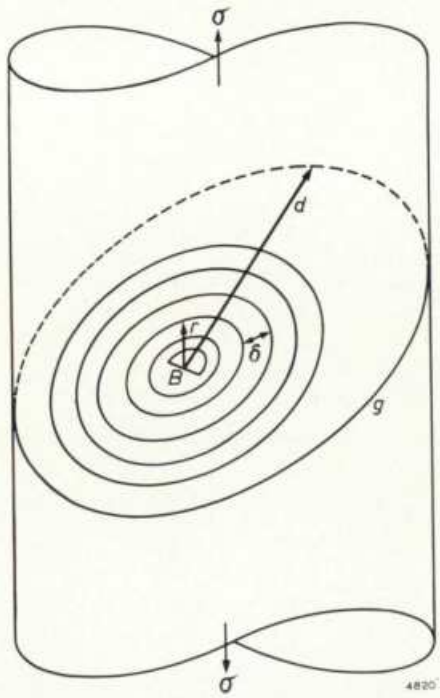


Fig. 14. Ter illustratie van de modelvoorstelling van het kruip proces in germanium. Een cilindervormig kristal is met de spanning σ belast, waardoor de bron B op het glijvlak g dislocatieringen op onderlinge afstand δ gaat uitzenden. De straal r van elke ring neemt evenredig met de tijd toe. De dislocatiedichtheid stijgt totdat de straal van de eerste ring de grootte d bereikt en aan de „overzijde" van het kristal dislocaties het glijvlak beginnen te verlaten. Daarna ontstaat een stationaire toestand.

De totale lengte van de dislocatieringen die door een bron op het tijdstip t na aanleggen van de spanning σ zijn geëmitteerd, is nu eenvoudig de som van een rekenkundige reeks:

$$\Lambda = 2\pi vt + 2\pi v(t-t_0) + \\ + 2\pi v(t-2t_0) + \ldots \approx \frac{\pi vt^2}{t_0}. \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Al deze dislocaties bewegen met de snelheid v, en dragen dus tot de vervorming per tijdseenheid, $\dot{z}$, het bedrag Λvb bij (zie [3])). Zijn er N bronnen per cm³, dan volgt

$$\dot{z} = N\Lambda vb, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

en na integratie:

$$z = \frac{\pi Nbv^2}{3t_0}\,t^3 = \frac{\pi Nbv^3}{3\delta}\,t^3. \quad . \quad . \quad (12)$$

Dit is de waargenomen kubische afhankelijkheid in de initiale periode. Deze afhankelijkheid kan echter niet onbeperkt blijven bestaan, daar de dislocatiedichtheid slechts blijft toenemen totdat de eerste dislocatiering de tegenoverliggende wand van het materiaal bereikt. Dit zal geschieden na een tijd

$$t_s = d/v, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

waarin d de desbetreffende afstand voorstelt, dus zoiets als de diameter van het proefstaafje. Na deze tijd wordt de toestand stationair en de dislocatielengte wordt constant, en wel ongeveer gelijk aan:

$$\Lambda_s = \frac{\pi vt_s^2}{t_0}\,N = \frac{\pi d^2 N}{\delta}. \quad . \quad . \quad (14)$$

De kruipsnelheid is dan ook constant geworden:

$$\dot{z} = a = \frac{\pi d^2}{\delta}\,Nbv, \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

in overeenstemming met het experiment. De aansluiting tussen de kromme (12) en de rechte met helling (15) wordt daarbij verkregen als we de in fig. 12 gedefinieerde, „geëxtrapoleerde" tijd t_p gelijk kiezen aan:

$$t_p = \frac{2}{3}\,t_s = \frac{2}{3}\,\frac{d}{v}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Essentieel voor het hier geschetste beeld van het mechanisme van het kruipen van semiperfecte germaniumkristallen is het feit dat de initiale kromme géén exponentieel karakter draagt. Anders zou nl. ondersteld moeten worden dat in dat stadium een „vermenigvuldiging" van dislocaties optreedt (gevormde dislocaties zouden zelf als bron van nieuwe moeten fungeren).

Hoe men met zekerheid heeft kunnen uitmaken dat de gevonden krommen geen exponentieel karakter bezitten doch door derdegraadsfuncties weergegeven moeten worden, willen we nog even toelichten. Uit de formules (7), (8) en (16) volgt, als z_p de vervorming ten tijde t_p is, voor de dimensieloze verhouding at_p/z_p (die overigens ook niet van de spanning en de temperatuur afhangt, zie hieronder) de waarde 6,75. Dit klopt goed met de experimentele waarden, die men in hoofdzaak uit het, goed vastgelegde, lineaire deel der krommen afleidt en die liggen tussen 5 en 7. (Bij onderstelling van een n^{de}-graadsfunctie krijgt men algemeen de waarde $n(3/2)^{n-1}$.) Bij een exponentiële functie daarentegen zou de verhouding gelijk aan $e \approx 2{,}7$ moeten zijn.

Een belangrijk experimenteel gegeven is nu nog dat de parameters a en t_p van de waargenomen kruipkrommen sterk blijken af te hangen van de temperatuur T en de spanning σ waarbij de proef wordt uitgevoerd (*fig. 15*). Men kan deze afhankelijkheid (althans voor het grootste deel van het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

variatiegebied van de spanning) samenvatten in een enkele formule:

$$\left.\begin{matrix} a \\ t_p^{-1} \end{matrix}\right\} \sim \exp\left(-\frac{Q-w\sigma}{kT}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Deze formule is analoog met die welke de temperatuurafhankelijkheid b.v. van de diffusie en van chemische reacties beschrijven. De in al deze gevallen optredende factor van de vorm exp $(-q/kT)$ houdt verband met het feit dat voor elk elementair proces van die verschijnselen een activeringsenergie q nodig is, die via de warmtebeweging moet worden opgebracht. In ons geval, waar het elementaire proces bestaat in het telkens over één atoomafstand verspringen van een dislocatie, is de hiervoor vereiste activeringsenergie blijkens formule (17) $q = Q - w\sigma$, d.w.z. ze is een functie van

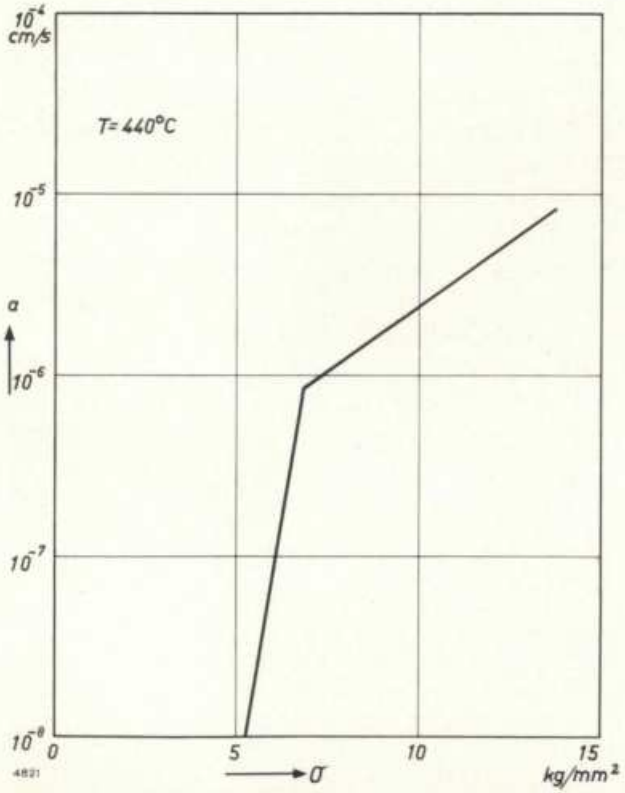


Fig. 15. Stationaire kruipsnelheid a als functie van de buigspanning σ van germaniumkristallen. De kromme stelt het gemiddelde van ca. 100 experimenten voor. Het rechterstuk dat verreweg het grootste deel van het variatiegebied van de spanning beslaat, wordt beschreven door formule (17).

de spanning σ: naarmate deze groter is, behoeft minder energie te worden opgebracht. De factor w, die de dimensie heeft van een volume, noemt men het activeringsvolume; Q kunnen we de „spanningsvrije activeringsenergie" noemen.

Drukken we met behulp van de formules (15) en (16) de dislocatiegrootheden N en v uit in de waarnemingsgegevens a en t_p, dan krijgen we:

$$\left.\begin{matrix} v = \frac{2}{3} d\, t_p^{-1}, \\ N = \frac{3}{2\pi} \frac{\delta}{bd^3} a\, t_p. \end{matrix}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Door combinatie van deze formules met (17) vindt men dat de bronnendichtheid N *on*afhankelijk is van temperatuur en spanning, terwijl de dislocatiesnelheid v exponentieel van beide afhangt. Dit is geheel in overeenstemming met wat de microscopische metingen aan LiF-kristallen ons al leerden (fig. 12). Ook kwantitatief blijken de uitkomsten vergelijkbaar te zijn.

Algemene conclusies

De genoemde goede overeenstemming geeft reden om te vertrouwen dat de afgeleide regels een algemene eigenschap van semiperfecte kristallen aanduiden, nl. dat daarin de dislocatiesnelheid exponentieel met de spanning en de temperatuur varieert — hoewel natuurlijk de spanningsvrije activeringsenergie Q en het activeringsvolume w van stof tot stof aanzienlijk zullen verschillen. In metalen zal zowel Q als w klein moeten zijn, daar de plastische vervormbaarheid van metalen zeer groot is en experimenteel weinig van temperatuur en spanning blijkt af te hangen. Niettegenstaande deze omstandigheid zal ook in metalen aan de regel (17) zijn voldaan. Deze drukt nl. in hoofdzaak uit dat voor de beweging van dislocaties door een kristal een van de spanning afhankelijke activeringsenergie is vereist. Door zeer nauwkeurige experimenten bij lage temperatuur heeft men dit kunnen bevestigen.

Een tweede conclusie die veel algemener geldt dan in de bestudeerde materialen alleen, betreft de dislocatiebronnen. Door een nadere analyse van de bronnenverdeling kan men concluderen dat in de onderzochte materialen met weinig dislocaties alle bronnen aan het oppervlak zijn gesitueerd. Dit werpt een interessant licht op de, op blz. 412 vermelde, belangrijke rol die het oppervlak van een kristal bij de plastische vervorming speelt. Dat men in metalen hiervan gewoonlijk minder merkt dan in de andere stoftypen, ligt aan de dislocatiedichtheid. Deze is in metaalkristallen gewoonlijk zo groot dat dank zij de wisselwerking en het elkaar snijden van de vele dislocatielijnen (netwerk) ook een groot aantal inwendige bronnen optreedt, zo groot dat de invloed van de oppervlaksbronnen overvleugeld wordt. In zeer dunne metaalkristallen is het opper-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vlak echter wel degelijk van betekenis. Indien men tracht een dislocatievrij (en dus sterk) metaalkristal te verkrijgen en dit dislocatievrij te houden, zal men dus de grootste aandacht aan de geaardheid van het oppervlak dienen te besteden. Bij de bereiding van dislocatievrije germanium- en siliciumkristallen is deze omstandigheid reeds bekend en wordt er voortdurend rekening mee gehouden [5]).

Samenvatting. In dit artikel, gewijd aan verschillen in het gedrag van roosterfouten in diverse materialen, worden de ontstaanswijze van deze fouten en de invloed ervan op elektrische en mechanische eigenschappen van de stof behandeld. Nadruk wordt gelegd op de elektrostatische effecten die bij het ontstaan van roosterfouten kunnen meewerken. Aangetoond wordt dat dislocaties in niet-metalen hierdoor in het algemeen een lading zullen bezitten en omgeven zullen zijn door een ruimteladingsgebied ter compensatie hiervan op grote afstand. De invloed van deze ladingen op beweeglijkheid en concentratie van ladingdragers wordt besproken, en verschillen in de invloed van een plastische vervorming op het elektrisch geleidingsvermogen van verschillende typen kristallen worden toegelicht. Vervolgens wordt ingegaan op de plastische eigenschappen van bijna perfecte kristallen van polair en covalent karakter. Aan de hand van enkele experimenten wordt aangetoond dat de beweging van dislocaties in beide soorten materialen vrijwel dezelfde wetten volgt, en er wordt geconcludeerd dat dergelijke wetten in principe ook voor metalen moeten gelden. Ten slotte worden enkele woorden gewijd aan de verdeling der bronnen van dislocaties en de betekenis van het oppervlak in dit opzicht.

CIRKELVORMIGE OPTISCHE ABSORPTIEWIGGEN

535.345.62

De verlichtingssterkte in de natuur neemt van schemer tot felle zon toe van 0,5 tot 50 000 lux, dus met een factor 10^5. Een televisiecamera voor openluchtopnamen wil men het liefst uitrusten met een opneembuis die gevoelig genoeg is voor het laagste genoemde verlichtingsniveau. Bij sterkere verlichting zal men dan in het algemeen het irisdiafragma van het cameraobjectief meer of minder ver moeten sluiten, aangezien de opneembuis slechts een speling van b.v. een factor 10 in de gemiddelde verlichting toelaat. Als men met het diafragma de relatieve opening kan regelen tussen b.v. 1:2 en 1:20, levert dit een verzwakkingsfactor van ten hoogste 100. Om de camera ook bij het hoogste genoemde verlichtingsniveau te kunnen gebruiken, heeft men dus nog een verzwakking extra van een factor 100 nodig.

Deze verzwakking kan men realiseren door een neutraal absorptiefilter. Het irisdiafragma van de camera heeft echter, zoals elke amateurfotograaf weet, behalve de functie van lichtregeling ook die van regeling van de scherptediepte. Als men toch al een extra verzwakkend element in de camera moet introduceren, is het wenselijk dit eveneens (het liefst continu) regelbaar te maken, zodat men de scherptediepte in een zo groot mogelijk gebied van verlichtingsniveaus onafhankelijk kan kiezen. Ook voor zelfregelende mechanismen is een continu variabel verzwakkend element nuttig. Een continu regelbare verzwakking kan men verkrijgen door het absorptiefilter uit te voeren als een verschuifbare wig.

We hebben een methode uitgewerkt om absorptiewiggen te vervaardigen die als het ware tot een cirkelschijf opgewikkeld zijn, zodat de lichtdoorlating door een draaiende beweging van de schijf veranderd kan worden. Het is niet goed mogelijk een dergelijke cirkelvormige „wig" te maken door slijpen van absorberend glas tot een continu verlopende dikte — de methode die voor rechte wiggen dikwijls toegepast wordt. We brengen daarom de absorptie teweeg door een op een glazen schijf opgedampte (niet verstrooiende) laag, waarvan we de dikte azimutaal op de gewenste wijze (evtl. niet lineair) laten verlopen. Voor het opdampen van zulk een laag gebruiken we de volgende opstelling (*fig. 1*).

Boven de bron *A* van het te verdampen materiaal bevindt zich een vaste plaat, waarin een sectorvormige opening *C* is aangebracht. Deze opening

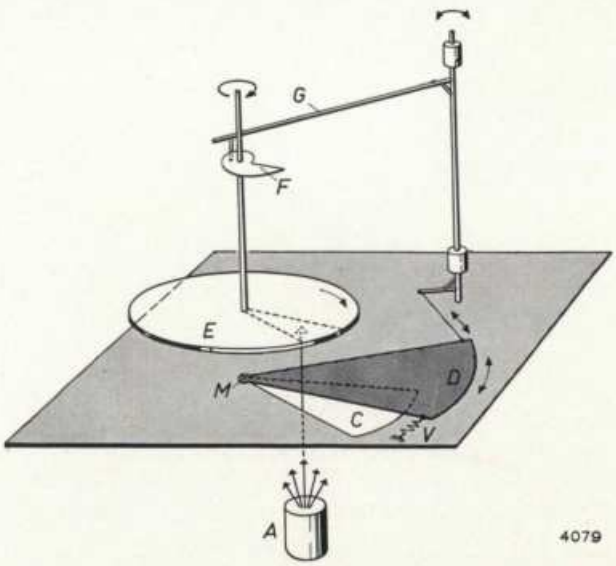


Fig. 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan door een, om de punt M van de sector zwenkbare, plaat D meer of minder ver gesloten worden. Boven het geheel bevindt zich de te bedampen ronde glasplaat E, welke men om een verticale, door M gaande as eenparig laat draaien. Op deze as is een nokschijf F bevestigd, die bij draaiing een hefboom G verplaatst waarmede de afsluitplaat D bewogen wordt (tegen de trek van de veer V in). Bij iedere azimutale stand van de glasplaat staat dus een sector van bepaalde grootte bloot aan het op te dampen materiaal. De vorm van de nokschijf bepaalt aldus het absorptieverloop van de cirkelvormige wig. Het opdampen van de laag kan men over een willekeurig aantal volle omwentelingen van de glasplaat voortzetten en aldus — bij constant werkende bron A — elke gewenste maximale verzwakking realiseren.

Als op te dampen stoffen komen metalen of mengsels van metalen met SiO in aanmerking; ook verschillende organische kleurstoffen kan men gebruiken.

In *fig. 2* reproduceren we een in doorvallend licht genomen foto van een cirkelvormige absorptiewig die op de beschreven wijze is vervaardigd. Daar het diepste zwart en het helderste wit dat men met de gangbare reproduktietechniek kan verkrijgen, ten hoogste een factor 15 à 20 in helderheid verschillen, kan het totale gebied van doorlatingen dat men met deze wig bestrijkt (factor 100), in de afbeelding niet volledig tot uiting komen.

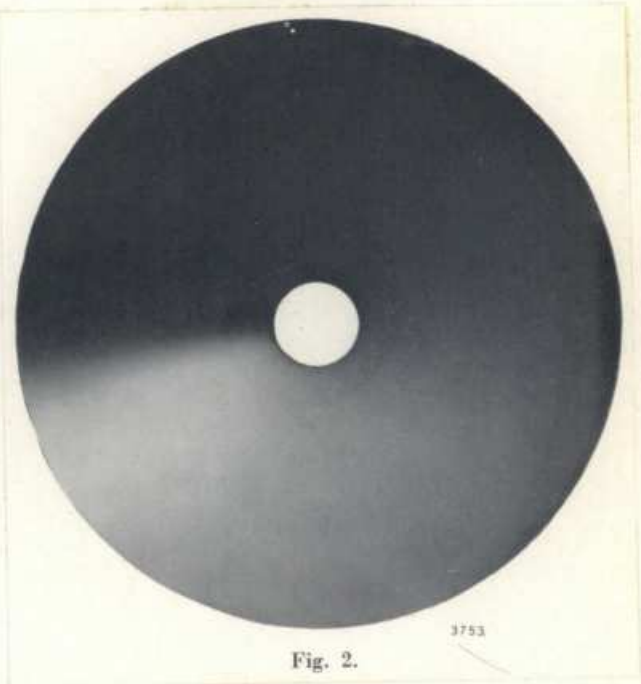


Fig. 2.

J. van der WAL.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2789: J. L. Ooms en C. R. Bastiaans: Some thoughts on geometric conditions in the cutting and playing of stereodiscs and their influence on the final sound picture (J. Audio Engng. Soc. **7**, 115-121, 1959, no. 3).

Oriënterende beschouwingen over geometrische condities bij het snijden en spelen van stereogrammofoonopnamen. De contour van de snijbeitel heeft weinig invloed; belangrijk daarentegen is de oriëntering van de as van de beitel. Bij verkeerde oriëntering kan overspreken tussen de twee sporen optreden. Dit uit zich in een schijnbare verplaatsing van de bronnen in dezelfde richting (panoramadistorsie) of in tegengestelde richting (basisdistorsie).

2790: J. L. Meijering: Thermodynamical calculation of phase diagrams (The physical chemistry of metallic solutions and intermetallic compounds, Proc. Symp. Nat. Phys. Lab. 4-6 juni, 1958, deel 2, publikatie no. 5A).

Overzichtsartikel betreffende thermodynamische methodes voor het voorspellen en extrapoleren van fazediagrammen en de beperkingen daarvan. Het artikel bevat de hoofdstukken: mengbaarheidsgebieden bij binaire mengsels, evenwichten vast-vloeibaar, evenwichten ferriet-austeniet, ternaire mengbaarheidsgebieden. De literatuurlijst bevat 47 nummers.

2791: G. Meijer: Photomorphogenesis in different spectral regions (Proc. Conf. photoperiodism and related phenomena in plants and animals, Gatlinburg, Tennessee, okt-nov. 1957, red. R. Withrow, blz. 101-109; gepubliceerd in 1959).

Onderzoekingen over de invloed van periodieke bestraling met licht uit verschillende delen van het spectrum op de bloei van planten. Als voorbeeld van een kortedagplant is Salvia occidentalis onderzocht, als voorbeeld van een langedagplant Hyoscyamus niger. De invloed van dit licht op de lengtegroei bij een aantal planten is eveneens nagegaan.

2792: W. Verweij: Probe measurements in the positive column of low-pressure mercury-argon discharges (Physica **25**, 980-987, 1959, no. 10).

Met behulp van langmuirsondes zijn de elektronenconcentratie, de elektronentemperatuur en de axiale veldsterkte gemeten in de positieve zuil van een ontlading in mengsels van argon (0-20 mm Hg) en kwikdamp (0,005-0,090 mm Hg) bij een stroomdichtheid van 10-80 mA/cm². Met dunne cilindrische sondes (diameter 20 μ) was er goede overeenstemming tussen de concentraties, afgeleid uit de sondestroom bij de plasmapotentiaal en uit de sondekarakteristiek bij positieve sondespanningen. De beweeglijkheid der elektronen is eveneens berekend.

2793: J. G. Bonenkamp en W. Hondius Boldingh: Quality and choice of Potter-Bucky grids, I. A new method for the unambiguous determination of the quality of a grid, II. Application of the criterion of quality to various types of grids, III. The choice of a Bucky grid (Acta radiol. **51**, 479-489, 1959, no. 6; **52**, 149-157, 1959, no. 2; **52**, 241-253, 1959, no. 3).

Voorstel betreffende een nieuw criterium ter beoordeling van de kwaliteit van potter-buckyroosters. Een rooster wordt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

als beter beschouwd naarmate het een groter contrast geeft, bij gelijkblijvende zwarting, buisbelasting en belichtingstijd, onafhankelijk van de vereiste buisspanning. Metingen aan 13 verschillende roosters laten zien dat het contrastverbeterend vermogen hoofdzakelijk bepaald wordt door het loodgehalte per eenheid van oppervlakte van deze roosters. De absorptie van primaire straling en verstrooide straling wordt ten slotte berekend als functie van het aantal roosterlamellen per centimeter, van de verhouding tussen afstand en hoogte der lamellen, en van het loodgehalte bij optimale hoogte der lamellen. Regels zijn opgesteld voor een doeltreffende keuze van een rooster voor een bepaald toepassingsgebied. Aangeraden wordt bij ieder rooster het loodgehalte (mg/cm²) op te geven.

2794: J. D. Fast en H. A. C. M. Bruning: Entkohlung und Entstickung von Eisen-Silicium-Legierungen (Z. Elektrochemie **63,** 765-772, 1959, no. 7).

Het verdrijven van koolstof en stikstof uit Fe-Si-legeringen (tot 3 gew.-% Si) is onderzocht door verhitting gedurende 2 uur op 900 °C in droge en in vochtige waterstof. De snelheid waarmee stikstof uit siliciumvrij ijzer wordt verdreven, blijkt onafhankelijk te zijn van het vochtgehalte van de waterstof. Bij Si-houdend ijzer verloopt het verdrijven goed in droge waterstof, maar wordt reeds door sporen H_2O sterk geremd als gevolg van de vorming van een huid van SiO_2 op het oppervlak. De snelheid waarmee koolstof wordt verdreven, is in zuivere waterstof vrijwel nul voor Si-vrij ijzer, maar neemt bij stijgend Si-gehalte van het metaal snel toe. Hieruit wordt geconcludeerd dat de activeringsenergie voor de vorming van CH_4-moleculen, die op het oppervlak plaatsvindt, door de aanwezigheid van Si sterk daalt. Is de waterstof vochtig, dan werkt hij ook op Si-vrij ijzer ontkolend, aangezien de vorming van CO op het oppervlak een geringere activeringsenergie vereist dan de vorming van CH_4. Op het oppervlak van Si-houdend ijzer kunnen in vochtige waterstof zowel CO- als CH_4-moleculen worden gevormd. De ontkoling van het Si-houdende metaal zou derhalve in vochtige waterstof zeer snel verlopen, ware het niet dat hier dezelfde storende reactie optreedt als bij het verdrijven van stikstof, namelijk de reactie tussen waterdamp en Si-atomen in het oppervlak onder vorming van SiO_2. Deze reactie schakelt de mogelijkheid van CH_4-vorming vrijwel uit en vertraagt de CO-vorming door de afschermende werking van de SiO_2-huid. Deze afschermende werking is echter veel geringer dan bij het verdrijven van stikstof als gevolg van de inwerking van koolstof op de SiO_2-huid onder vorming van SiO en CO.

2795: J. L. Meijering: Störungslinien und Störungsbänder in innerlich oxydierten Kupfer- und Silberlegierungen (Z. Elektrochemie **63,** 824-829, 1959, no. 7).

Legeringen van koper of zilver met gemakkelijk oxydeerbare metalen, zoals Be, Zn, Mg, worden in een zuurstofatmosfeer inwendig geoxydeerd. Door storingen in het evenwicht bij b.v. Be + O → BeO nabij de oxydatiegrens treden plaatselijk veranderingen in de BeO-concentratie op. Zulke storingen kunnen worden veroorzaakt door veranderingen in de gasatmosfeer of in de temperatuur, en ook door de geometrie van het onderzochte monster. De storingen zijn, na etsen, met een metaalmicroscoop 100× tot 400× vergroot zichtbaar gemaakt.

2796: P. Massini: Synthesis of 3-amino-1,2,4-triazolyl alanine from 3-amino-1,2,4-triazole in plants (Biochim. biophys. Acta **36,** 548-549, 1959, no. 2).

De verbinding 3-amino-1,2,4-triazol (AT) is een herbicide dat snel door planten wordt opgenomen. Onderzoekingen met radioactief AT hebben aangetoond dat het in de planten snel wordt omgezet in een ander produkt, dat voorlopig ATX is genoemd. Nader onderzoek heeft waarschijnlijk gemaakt dat ATX is: 3-amino-1,2,4-triazolylalanine.

2797: M. Avinor: Effect of aluminium on the green emission of cadmium sulphide (Physica **25,** 1095-1096, 1959, no. 11).

De naar Ewles en Kröger genoemde emissieband in het groen (2,4 eV) die CdS bij bestraling bij lage temperatuur vertoont, verdwijnt als Cu of Ag als activator wordt toegevoegd; voegt men echter Al als activator toe, dan wordt de groene emissie versterkt en verdwijnt tegelijk de structuur van de emissieband. Ook wordt een infrarode emissie (1,4 eV) door Al versterkt.

2798: K. van Duuren, W. K. Hofker en J. Hermsen: Compact low-level counting arrangement (Proc. 2nd United Nations int. Conf. on the peaceful uses of atomic energy, Genève, 1-13 sept. 1958, deel 14, blz. 339-344).

Een compacte β-stralenteller met zeer gering nuleffect is verkregen door een geigertelbuis (vulling: neon en argon met broom als doofgas), voorzien van een dun micavenster, te omgeven met een „waaktelbuis" die over de eerste heen is gestulpt. Impulsen van de kosmische straling doen beide tellers aanspreken en kunnen door een anticoïncidentieschakeling worden geëlimineerd. De gammastraling wordt afgeschermd door een loden mantel van 10 cm dikte, die, in verband met de kleine afmetingen, niet zwaarder behoeft te zijn dan 100 à 200 kg. Het nuleffect is hierdoor teruggebracht tot één tik per minuut. Het kaliumgehalte van het micavenster levert een bijdrage tot het nuleffect waartegen men weinig kan doen. Zie ook Philips techn. T. **20,** 121-124, 1958.

2799: W. L. Wanmaker, W. P. de Graaf en H. L. Spier: Luminescence of Pb- and Pb-Mn-activated lanthanum silicates (Physica **25,** 1125-1130, 1959, no. 11).

Er zijn diverse preparaten van verbindingen met de samenstelling $mSiO_2nLa_2O_3$ gemaakt (m/n = 0,55 - 2,72). De röntgenanalyse van de kristalstructuur wijst op drie mogelijke verbindingen, met $m/n = 0{,}5$, $m/n = 1$ en $m/n = 2$. In sommige preparaten werd La_2O_3 gedeeltelijk vervangen door LaF_3. De verbinding $La_2O_3.SiO_2$, geactiveerd met Pb, geeft bij bestraling met 2537 Å een ultraviolette emissie (max. bij 3150 Å), en geactiveerd met Pb en Mn, bovendien een oranje emissie (max. bij 5950 Å). LaF_3 versterkt de fluorescentie.

2800: G. A. Ovezall-Klaasen en J. Halberstadt: The preparation of S^{35}- and/or Cl^{36}-labelled SO_2Cl_2 (Int. J. appl. Rad. Isot. **7,** 145-147, 1959, no. 2).

Radioactief SO_2Cl_2, gemerkt met ^{35}S of ^{36}Cl, of met beide, kan in iedere gewenste hoeveelheid en met iedere gewenste specifieke activiteit worden bereid door radioactief $^{35}SO_2$ te mengen met een geringe overmaat Cl_2, of $^{36}Cl_2$ met een geringe overmaat SO_2. De menging heeft plaats in een reactievat met een kleine hoeveelheid koolstof. De opbrengst is bijna 100 %.

2801: F. L. H. M. Stumpers en R. Schutte: Stereophonische Übertragung von Rundfunksendungen mit FM-modulierten Signalen und AM-moduliertem Hilfsträger (Elektron. Rdsch. **13,** 445-446, 1959, no. 12).

Beschrijving van een systeem voor de overbrenging van stereofonische signalen in de FM-band. Zijn $A(t)$ en $B(t)$ de microfoonsignalen, dan wordt de frequentiemodulatie van de hoofddraaggolf gegeven door $A + B + a(1 + A - B)\cos \omega t$, waarin a de amplitude is van de hulpdraaggolf en ω de hoekfrequentie van de hulpdraaggolf. De inrichting van de zender wordt besproken, en ook wordt aangetoond dat in FM-ontvangers die zijn uitgerust met twee geluidskanalen, slechts geringe wijzigingen nodig zijn om ze voor het besproken systeem geschikt te maken. (Dit is een aantrekkelijk aspect van het systeem.) Voorts wordt het FM-spectrum besproken en de te verwachten signaal-ruisverhouding berekend.

2802: J. Meltzer: Unspecific resistance mechanisms in the house-fly, Musca domestica L. (Indian J. Malariology **12,** 579-588, 1958, no. 4).

Door een insekt te selecteren met een bepaald insekticide (d.w.z. te behandelen met dit insekticide, de overlevende door te kweken, opnieuw te behandelen, enz.) lukt het dikwijls een stam te krijgen die tegen het selectiemiddel resistent is. Bij selectie van kamervliegen met DDT en lindaan (beide gechloreerde koolwaterstoffen) heeft de schrijver inderdaad stammen verkregen die tegen resp. DDT en lindaan een goede resistentie vertoonden. Bij selectie met „Diazinon" en met S 17 (N,N-dimethylfenylcarbaminaat) lukte dit resp. veel minder goed en vrijwel in het geheel niet. Het was echter verrassend dat de vier verkregen stammen in hun resistentie tegen verscheidene insekticiden nauwelijks onderscheidbaar waren. Alle vier waren ze goed resistent tegen DDT en lindaan (en ook tegen enige andere gechloreerde koolwaterstoffen die beproefd zijn); alle vier vertoonden dezelfde vrij geringe resistentie tegen „Diazinon" en nauwelijks enige resistentie tegen S 17. De onderlinge verhouding der toxiciteiten van de verschillende insekticiden was voor de geselecteerde stammen geheel anders dan voor de niet-geselecteerde stam. Deze uitkomsten doen vermoeden dat geen specifieke afweermechanismen tegen het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

selectiemiddel worden ontwikkeld, maar dat een algemeen werkend mechanisme voor de resistentie verantwoordelijk is. Zo'n mechanisme zou kunnen bestaan in een vermindering van de permeabiliteit van celmembranen.

2803: W. J. Oosterkamp: The concept of absorbed dose and its measurement (Symposium on quantities, units and measuring methods of ionizing radiation, Rome, april 1958, blz. 86-99, uitg. Hoepli, Milaan 1959).

De „International Commission on Radiological Units and Measurements" heeft in 1953 het begrip „geabsorbeerde dosis" (absorbed dose) ingevoerd, zijnde het quotiënt van de door ioniserende deeltjes aan het weefsel afgegeven energie en de massa in een klein volume in een bestraald weefsel rondom het punt P waar men deze dosis wil kennen. De „bestralingsdosis" (exposure dose), gemeten in röntgens, wordt bepaald door de ionisatie in lucht ten gevolge van de in een denkbeeldig rondom P aangebracht klein volume lucht door de röntgenstraling teweeggebrachte emissie van elektronen. De relatie tussen beide grootheden wordt besproken. De verhoudingen zoals die in een waterfantoom optreden bij bestraling met röntgenstralen van resp. 0,2, 2 en 30 MeV, worden schetsmatig weergegeven.

2804: B. Combée en K. Reinsma: Methods of measuring the effectiveness of protection against ionizing radiation (Symposium on quantities, units and measuring methods of ionizing radiation, Rome, april 1958, blz. 320-337, uitg. Hoepli, Milaan 1959).

Overzicht van eisen, te stellen aan instrumenten voor het meten van ioniserende straling, afkomstig van röntgenapparaten en kernfysische apparatuur, en voor de bepaling van de doelmatigheid van installaties voor stralingsbescherming. De voor- en nadelen van bestaande meetapparaten worden afgewogen en enkele voorbeelden nader besproken.

2805: N. V. Franssen: Enkele onderzoekingen omtrent richtingswaarneming (T. Ned. Radiogenootschap **24**, 321-335, 1959, no. 6).

Na een overzicht over de theorie van het natuurlijke binauraal horen en het stereofonisch horen worden de verschijnselen die optreden bij stereofonische weergave, besproken aan de hand van een elektrisch model van het binaurale gehoormechanisme. Ten slotte wordt besproken hoe men het voor de overbrenging van de stereofonische informatie kan vereenvoudigen door de signalen L en R (links en rechts) te combineren tot $L+R$ en $L-R$. Het laatstgenoemde signaal, dat geen lage frequenties bevat, kan in bandbreedte worden beperkt. Door middel van statistische proeven is nagegaan hoever men hiermee kan gaan.

2806: C. G. J. Jansen en A. Venema: A McLeod manometer with prescribed volumes for use as a standard instrument (Vacuum **9**, 219-230, 1959, no. 3/4).

De manometer van McLeod, waarmede gasdrukken in het gebied van 5 mm Hg tot 10^{-5} mm Hg kunnen worden gemeten, is onontbeerlijk voor de ijking van andere drukmeters (ionisatiemanometer, piranimanometer enz.). De manometer van McLeod moet echter zelf ook geijkt worden. De bezwaren die zich hierbij voordoen, kunnen vermeden worden door de capillairen nauwkeurig op maat te maken (door trekken over een doorn) en ook de overgangen tussen de capillairen en het compressievolume te standaardiseren. Voor dit laatste doel wordt parallel met het compressievat een klein volume geschakeld dat op maat kan worden gebracht. De schalen van de diverse capillairen worden zo gekozen dat gehele aantallen cm overeenkomen met resp. 10^{-1}, 10^{-2} en 10^{-3} mm Hg. Bovendien liggen de nullijnen van de schalen op gehele aantallen cm van elkaar en gehele aantallen halve cm van de top van de compressiecapillair. Vier aldus geconstrueerde manometers vertoonden onderling kleinere afwijkingen dan de afwijkingen ten opzichte van de conventioneel geijkte standaard bedroegen. Zij zijn dus vermoedelijk betrouwbaarder dan deze standaard. Diverse systematische fouten worden besproken, alsmede de vraag of het al of niet wenselijk is, hiervoor correcties aan te brengen.

2807: W. L. Wanmaker en C. Bakker: Luminescence of copper-activated calcium and strontium orthophosphates (J. Electrochem. Soc. **106**, 1027-1032, 1959, no. 12).

Calciumorthofosfaat, $Ca_3(PO_4)_2$, vertoont met Cu als activator een krachtige luminescentie. $Sr_3(PO_4)_2$ vertoont alleen luminescentie als een voldoend aantal vreemde ionen (Ca, Zn, Cd, Mg of Al) in het rooster zijn opgenomen. Deze toevoegingen geven aanleiding tot een nieuwe kristalfaze, welke vermoedelijk isomorf is met β-$Ca_3(PO_4)_2$. Bij bestraling met 2537 Å worden bij β- en α-$Ca_3(PO_4)_2$ en bij $Sr_3(PO_4)_2$ met Al-toevoeging emissiebanden gevonden bij resp. 4800 Å, 5700 Å en 4950 Å. Sensibilisering met Mn geeft een emissieband in het rood. De afneming van de emissie met toenemende temperatuur is gering, in het bijzonder bij β-$Ca_3(PO_4)_2$-Cu en bij $Sr_3(PO_4)_2$-Cu waarin het Sr gedeeltelijk vervangen is door Mg of Ca. Toepassing in fluorescentielampen stuit op het bezwaar dat de materialen tijdens het uitstoken van de binder gevoelig zijn voor sporen lucht.

2808: H. Bremmer: Méthodes mathématiques appliquées dans la théorie de la propagation des microondes (Conferenze del Seminario di Matematica dell'Università di Bari, maart 1959, nos. 45 en 46, uitg. N. Zanichelli, Bologna 1959).

Het eerste deel van dit artikel laat zien hoe de voortplanting van radiogolven door de troposfeer beïnvloed wordt, enerzijds door lokale turbulenties, anderzijds door de aanwezigheid van (in hoofdzaak zich horizontaal uitstrekkende) gebiedjes met afwijkende brekingsindex. In het eerste geval speelt de autocorrelatiefunctie van de ruimtelijke verdeling van de brekingsindex een rol. In het tweede geval is het van belang hoe de horizontale afmetingen van de bewuste gebiedjes zich verhouden tot die van de bijbehorende fresnelzones. Het tweede deel van het artikel bespreekt de wiskundige behandeling van sluieringsverschijnselen. In het algemeen heeft men hier te maken met de superpositie van een constant basissignaal en een fluctuerende component. Verdelingen van Gauss voor meer dan één variabele zijn hierbij essentieel. Als toepassing worden de snelheid van sluiering van de amplitude en van de faze van één zelfde ontvangen signaal afzonderlijk berekend en met elkaar vergeleken.

2809*: B. Combée en P. J. M. Botden: Image intensification in medical X-ray technology (Tools of biological research, blz. 154-159, Blackwell, Oxford 1959).

Na een kort overzicht van de ontwikkeling van de röntgentechniek sinds 1895 volgt een verklaring van de werking van de röntgenbeeldversterker. Aan de hand van foto's worden enige uitvoeringsvormen van de versterker besproken. De röntgenbeeldversterker heeft de weg geopend tot onverwachte en vroeger onmogelijke diagnostische technieken. Men verwacht verdere ontwikkelingen, ook voor de röntgencontrole tijdens operaties.

2810: J. L. Melse en P. Baeyens: Protecting silver and copper against tarnishing by means of a chromate passivating process (46th Annual Technical Proceedings, blz. 293-297, American Electroplaters' Society, Newark N. J. 1959).

Na een overzicht van bestaande methodes om aanslaan van zilver en koper (onder invloed van H_2O en H_2S b.v.) te voorkomen, worden proeven beschreven met een methode waarbij koperen en verzilverd koperen plaatjes gedurende 2 minuten bij 90 °C worden ondergedompeld in oplossingen die zeswaardig Cr bevatten (b.v. K_2CrO_4). De p_H van de baden varieerde van 1 tot 13. Tegelijkertijd werd het potentiaalverschil tussen metaal en oplossing gemeten. Om bescherming te verkrijgen, bleek het noodzakelijk dit potentiaalverschil te verkleinen. Dit werd bereikt door gebruik van stoffen die de neiging vertonen met Ag en Cu complexen te vormen. Onder deze omstandigheden kon, in het bijzonder bij $p_H > 6$, een zeer bevredigende resistentie tegen aanslag worden verkregen met behoud van de soldeerbaarheid. Dit werd gecontroleerd, zowel door onderdompelen in een K_2S-houdende vloeistof als door duurproeven (tot 12 maanden) in een aanslagbevorderende atmosfeer.

2811: P. C. van der Linden en J. de Jonge: The preparation of pure silicon (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **78**, 962-966, 1959, no. 11).

Beschrijving van een apparatuur voor de bereiding van zuiver silicium door thermische ontleding van $SiHCl_3$ aan het oppervlak van een gloeiende tantaaldraad. Er worden polykristallijne siliciumstaven verkregen van 15 mm middellijn en 20-40 cm lang. De opbrengst aan Si, betrokken op het Si-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gehalte van $SiHCl_3$, is 45-50 procent. Het tantaal wordt met fluorwaterstofzuur verwijderd. Door plaatselijke verhitting tot het smeltpunt in een atmosfeer van H_2 (zonesmelttechniek) wordt een monokristallijne staaf verkregen, die een halfgeleider van type *N* is indien er fosfor aanwezig is. Met een soortgelijk proces in argon kan de fosfor voor 90% worden verwijderd. De staaf vertoont dan halfgeleiding van type *P* door moeilijk te verwijderen boriumresten. Het boriumgehalte is $0{,}5 \times 10^{-6}$ % (soortelijke weerstand 3-5 Ωm).

2812: H. C. Hamaker: Adjusting single sampling plans for finite lot size (Appl. Statistics **8,** 210-214, 1959, no. 3).

Keuringskarakteristieken van steekproefschema's worden meestal berekend in de onderstelling dat de steekproef slechts een kleine fractie van de partij omvat. Is dit niet het geval, dan loopt de werkelijke karakteristiek steiler dan de uit de steekproef berekende. Onder bepaalde omstandigheden kan men dan de steekproefgrootte, *n*, en het toegestane aantal defectieve elementen, *c*, verkleinen, zodanig dat de berekende karakteristiek beter met de werkelijke overeenstemt. Dit artikel behandelt de vraag hoe deze correcties in *n* en *c* moeten worden aangebracht en wanneer zij mogen worden toegepast.

2813: J. Davidse: N.T.S.C. colour-television signals (Electronic and Radio Engr. **36,** 370-376 en 416-419, 1959, nos. 10 en 11).

Bij de bestudering van het probleem van de keuze der parameters van een NTSC-systeem voor het overbrengen van kleurentelevisiesignalen blijkt dat de statistische eigenschappen van het signaal een belangrijke rol spelen. Dit artikel behandelt meetmethodes en meetschakelingen om de nodige statistische gegevens te verkrijgen. Tevens worden de resultaten medegedeeld van een groot aantal metingen, waarbij zowel met camerasignalen als met signalen verkregen door aftasting van kleurendia's is gewerkt. Achtereenvolgens komen aan de orde: de verdeling van de kleurinformatie over de beide kleursignalen, de distributie van het ogenbliksniveau van de amplitude van het hulpdraaggolfsignaal, en de distributie van het ogenbliksniveau van het luminantiesignaal. De betekenis van de gevonden meetuitkomsten voor de overbrenging van het kleurentelevisiesignaal wordt kort toegelicht.

2814: J. A. Greefkes en F. de Jager: Voice radio systems for high noise paths (Electronics **32,** no. 50, 53-57, 1959).

Beschrijving van twee Frena-systemen voor het overbrengen van spraak. Hierbij wordt het oorspronkelijke signaal gesplitst in een frequentiesignaal en een amplitudesignaal, die op aparte kanalen worden uitgezonden en bij ontvangst weer gecombineerd. Dit systeem is zeer weinig gevoelig voor ruis en kan dus bij een hoog storingsniveau worden toegepast. Blokschema's en schakelschema's voor zender en ontvanger worden aangegeven. Zie ook Philips techn. T. **19,** 65-76, 1957.

2815: H. Koopman, J. H. Uhlenbroek, H. H. Haeck, J. Daams en M. J. Koopmans: Investigations on herbicides, II. 2-alkyloxy- and 2-aryloxy-4,6-dichloro-1,3,5-triazines; 2-alkylthio- and 2-arylthio-4,6-dichloro-1,3,5-triazines (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **78,** 967-980, 1959, no. 11).

Een verbeterde synthese van 4,6-dichloor-2-fenoxy-1,3,5-triazine, uitgaande van cyanuurchloride en fenol bij aanwezigheid van collidine (2,4,6-trimethylpyridine), was aanleiding om te onderzoeken of in het cyanuurchloride een chooratoom door andere groepen kon worden vervangen. Fenolen, thiofenolen, alcoholen, thiolen en oximen reageerden in het algemeen met cyanuurchloride bij aanwezigheid van collidine met een bevredigende opbrengst van het gewenste substitutieprodukt. De herbicide en fungicide eigenschappen der verkregen verbindingen worden kort besproken. De invloed van de alkyl- of arylzijketen op de biologische activiteit is bepaald. In dit verband zijn enkele gegevens uit de literatuur mede in de tabellen opgenomen.

2816: A. Verloop, A. L. Koevoet, R. van Moorselaar en E. Havinga: Studies on vitamin D and related compounds, IX. Remarks on the iodine-catalysed isomerizations of vitamin D and related compounds (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **78,** 1004-1014, 1959, no. 11).

Als vervolg op vroegere publikaties worden door jodium gekatalyseerde reacties van provitamine D_2, tachysterol$_2$ en cis- en transvitamine D_2 meer in details beschreven, speciaal wat betreft de invloed van het oplosmiddel, van de concentratie en van de golflengte van het licht. De mogelijkheid van een provitamine-D-bepaling welke gebaseerd is op de cis-trans-isomerisatie, wordt besproken, terwijl enige resultaten betreffende de toepassing van de door jodium gekatalyseerde isomerisaties in de vitamine-D_3-reeks worden genoemd.

2817: M. J. Sparnaay: Gas adsorption on germanium surfaces (Solid state physics in electronics and telecommunications, Proc. int. Conf., Brussel, 2-7 juni 1958, red. M. Désirant en J. L. Michiels, deel 1, blz. 613-618, Academic Press, Londen 1960).

Adsorptie van gas, voornamelijk argon, aan het oppervlak van germaniumkristallen is gebruikt als hulpmiddel om de toestand van dit oppervlak te onderzoeken. De hoeveelheid gas die bij gegeven temperatuur en druk geadsorbeerd wordt, hangt af van de graad van oxydatie van het oppervlak. Uit de adsorptie-isothermen bij diverse temperaturen kunnen in dit verband belangrijke thermodynamische grootheden worden afgeleid en conclusies worden getrokken betreffende het gedrag van geadsorbeerd gas op verschillende adsorbentia.

2818: C. Wansdronk: On the influence of the diffraction of sound waves around the human head on the characteristics of hearing aids (J. Acoust. Soc. Amer. **31,** 1609-1612, 1959, no. 12).

Een hoortoestel van het type dat bestemd is om nabij of in het oor te worden gedragen, wordt in een galmvrije kamer, waarin zich ook een luidspreker bevindt, vrij opgehangen. De luidspreker wordt, via een automatische sterkteregeling (AVC) en een versterker, gevoed door een oscillator, waarvan de frequentie het spectrum doorloopt. De uitgangsspanning van het hoortoestel wordt toegevoerd aan de AVC en het uitgangssignaal van de AVC op een magneetband geregistreerd. Speelt men vervolgens de band, via versterker en luidspreker, en registreert men daarbij de uitgangsspanning van het hoortoestel, dan vindt men een nagenoeg vlakke kromme. Herhaalt men nu het laatste met dit hoortoestel, dat zich op dezelfde plaats bevindt, doch bevestigd is aan een menselijk hoofd, dan krijgt men een kromme met maxima en minima, waaruit direct de invloed van de buiging om het hoofd is af te lezen. De verkregen krommen bleken afhankelijk van de richting van de geluidsbron. Bij een zelfde richting waren er verschillen, afhankelijk van de plaatsing aan het hoofd, in het bijzonder van de plaats van de opening waardoor het geluid het hoortoestel binnentreedt. De krommen voor verschillende personen stemden vrijwel overeen; er is geen verschil gevonden tussen krommen voor mannen en die voor vrouwen (geen invloed van haardracht). Pogingen de menselijke proefpersonen te vervangen door modellen (kunsthoofd), gaven geen bevredigend resultaat.

2819: H. Koelmans en H. G. Grimmeiss: The photoconductivity of $CdIn_2S_4$ activated with Cu or Au (Physica **25,** 1287-1288, 1959, no. 12).

Polykristallijn $CdIn_2S_4$ werd verkregen door CdS en In_2S_3 in zwaveldamp te verhitten tot 1150 °C. De absorptiegrens ligt bij 2,2 eV. De weerstand bleek afhankelijk van de zwaveldruk. Ongeactiveerde kristallen vertoonden fotogeleiding (max. 2,1 eV). Activeren met Cu of Au (optimale molaire concentratie ca. 2×10^{-3}) deed de fotogeleiding met een factor 10^3 toenemen. De uitsterftijd van de fotostroom was ca. 10^{-3} s. De fotostroom was bij de kleinste en bij de grootste belichtingssterkten evenredig met de belichtingssterkte, in een overgangsgebied meer dan evenredig. Door afslijpen konden preparaten worden verkregen die in het gehele gebied dezelfde gevoeligheid hadden als de onbehandelde preparaten bij sterke belichting.

2820: A. E. Korvezee en J. L. Meijering: Validity and consequences of Schreinemakers' theorem on ternary distillation lines (J. chem. Phys. **31,** 308-313, 1959, no. 2).

Omstreeks 1900 heeft Schreinemakers aangetoond dat bij een ternair mengsel de destillatielijnen, dat zijn de meetkundige plaatsen van de punten in het ternaire diagram die de samenstelling van de vloeistoffaze tijdens de destillatie aangeven, in de hoekpunten raken aan een der driehoekszijden. Dit werd onlangs door Redlich en Kister bestreden. In dit artikel wordt de juistheid van de theorie van Schreinemakers opnieuw bewezen. Hiertoe worden zekere parameters gedefinieerd, die het gedrag van de destillatielijnen nabij de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoekpunten van het diagram beheersen. De waarden van deze parameters zijn in principe af te leiden uit nauwkeurige binaire kookpuntskrommen. Ten slotte wordt uitvoerig besproken in hoeverre destillatielijnen met één of twee buigpunten kunnen optreden in systemen die geen kookpuntsmaxima of -minima (azeotropie) en geen ontmenging vertonen.

A 12: A. Rabenau en P. Eckerlin: Zur Frage der Existenz von Verbindungen mit K_2NiF_4-Struktur (Z. anorg. allgem. Chem. **303**, 103-104, 1960, no. 1/2).

Enige opmerkingen over de omstandigheden waaronder verbindingen van het type A_2BO_4, waarin A en B metalen voorstellen, kristalliseren in de structuur van K_2NiF_4.

A 13: G. Arlt: Halleffekt-Vierpole mit hohem Wirkungsgrad (Solid-State Electronics **1**, 75-84, 1960, no. 1).

Een normaal hallplaatje met één ingangs- en één uitgangsketen is een vierpool waarvan het vermogensrendement niet groter kan zijn dan 0,17. Als men echter zowel de ingangs- als de uitgangsketen splitst in verscheidene ketens, kan het rendement aanzienlijk groter zijn. Het artikel bevat een mathematische analyse van dit probleem, benevens een schets van mogelijke uitvoeringsvormen voor de gebieden van lage, hoge en zeer hoge frequenties. De besproken methode voor de vergroting van het rendement is bruikbaar voor alle toepassingen van hallplaatjes: generator, gyrator, isolator, circulator, enz. Door een serie-parallelschakeling van een hallplaatje en een transformator krijgt men een richtingsisolator met geringe verzwakking in de doorlaatrichting.

A 14: A. Klopfer en W. Ermrich: Eigenschaften von Getter-Ionenpumpen (Vakuum-Technik **8**, 162-167, 1959, no. 6).

Beschouwing van de karakteristieke eigenschappen van getter-ionenpompen, zoals de pompcapaciteit en de pompsnelheid. Om dergelijke pompen te construeren voor zeer lage drukken, is het nodig te beschikken over gegevens omtrent de chemische reacties van de getter met verschillende gassen, en omtrent desorptieprocessen. Deze reacties en processen hebben nl. grote invloed op de laagst bereikbare druk. Zie ook Philips techn. T. **22**, 272-277, 1960 (no. 8).

A 15: I. Maak en A. Rabenau: Zur Kenntnis des LiP (Angew. Chem. **72**, 268, 1960, no. 7/8).

Korte mededeling over drie methodes om LiP te bereiden.

A 16: P. Eckerlin, C. Langereis, I. Maak en A. Rabenau: Über $LiPN_2$ (Angew. Chem. **72**, 268, 1960, no. 7/8).

Korte mededeling over bereiding, eigenschappen en kristalstructuur van $LiPN_2$.

A 17: S. Scholz: Untersuchungen zum Einfluss des Peltier-Effektes auf Widerstands-Schweissungen (Z. angew. Phys. **12**, 111-117, 1960, no. 3).

Als een weerstandslas wordt gemaakt tussen twee verschillende metalen, hangt, onder overigens gelijke omstandigheden, de kwaliteit van de las nog af van de stroomrichting. Balder heeft erop gewezen dat hiervoor het effect van Peltier verantwoordelijk is: al naar de richting van de stroom moet immers de peltierwarmte bij de op de lasplaats ontwikkelde joulewarmte worden opgeteld, dan wel hiervan worden afgetrokken (zie Philips techn. T. **20**, 174-178, 1958). In aansluiting hierop is het verschijnsel theoretisch en experimenteel nader onderzocht. Voor de combinatie goud-palladium voorspelt de theorie dat de peltierwarmte ca. 10 % van de voor een las beschikbare energie bedraagt. Metingen bevestigen dit resultaat.

A 18: A. Rabenau, A. Stegherr en P. Eckerlin: Untersuchungen im System Tellur-Thallium (Z. Metallkunde **51**, 295-299, 1960, no. 5).

Onderzoek van het systeem telluur-thallium door middel van thermische analyse, metallografisch onderzoek en röntgenonderzoek. Behalve de reeds bekende fazen, nl. een thalliumrijke γ-faze met een congruent smeltpunt en de peritectische verbinding TlTe, is ook een nog onbekende verbinding Tl_2Te_3 met een incongruent smeltpunt gevonden. De peritectische temperatuur is 238 °C. Het Tl_2Te_3 vormt met Te bij 224 °C een eutecticum dat 29 atoomprocent Tl bevat. Plaats en omvang van de γ-faze zijn bepaald. Op grond van deze resultaten moet het tot nu toe geaccepteerde fazendiagram gewijzigd worden. Röntgenonderzoek van monokristallen heeft kristallografische gegevens over de binaire fazen geleverd.

H 2*: G. Schulten: Novel method for measuring impedances on surface wave transmission lines (Proc. Inst. Radio Engrs. **47**, 76-77, 1959, no. 1).

Schets van enige methodes om, met gebruik van een zg. reflectometer, de reflexiecoëfficiënt van impedanties in het gebied der mm- en sub-mm-golven te meten.

H 3*: H. Severin: Zur Analogie akustischer und elektromagnetischer Randwertprobleme (Acustica **9**, 270-274, 1959, Akust. Beihefte, no. 1).

Onderzoek naar de voorwaarden waaronder akoestische en elektromagnetische problemen mathematisch analoog zijn. De auteur geeft voorbeelden van volkomen en van gedeeltelijke analogie. Aan het eind van het artikel zijn enige scalaire potentialen bijeengebracht die oplossingen voorstellen van akoestische problemen en die bij elektromagnetische problemen van nut kunnen zijn.

H 4*: D. Gossel: Die Korrektur des Phasenfehlers von *RC*-Gliedern in der Umgebung ihrer Grenzfrequenz (Arch. elektr. Übertr. **13**, 525-529, 1959, no. 12).

Bij boven doorlatende en bij onder doorlatende *RC*-filters bestaat er een gebied van frequenties waarin de amplitude nog nauwelijks wordt verzwakt, maar waarin reeds een aanzienlijke fazefout wordt geïntroduceerd. Dit is een bezwaar in gevallen waarin het bruikbare frequentiegebied wordt bepaald door de toelaatbare fazefout. Een methode om het bezwaar te verhelpen, is dat men bij het filter een grotere fazefout accepteert, maar deze later door een fazecorrigerend netwerk onschadelijk maakt. De auteur bespreekt hoe men zo'n correctienetwerk kan verwezenlijken en hoe men het ontwerpt. Bij een optimaal ontwerp blijkt de afstand tussen het bruikbare frequentiegebied (bepaald door de toelaatbare fazefout ψ) en de zg. grensfrequentie (de frequentie waarbij de fazefout 45° bedraagt) een factor $2\sqrt[3]{2\psi^2}$ verkleind te worden, als men een maximale demping van 6 dB acceptabel acht.

H 5*: F. Karstensen: Über die Diffusion in Germaniumkristallen, die eine Korngrenze enthalten (Z. Naturf. **14a**, 1031-1039, 1959, no. 12).

Onderzoek van de diffusie van donors en acceptors in germanium langs de grenzen tussen kristallen die slechts weinig in oriëntatie verschillen. De diffusie is bestudeerd door de verplaatsing van de *P-N*-overgang die de plaats van gelijke donor- en acceptorconcentratie markeert, te volgen. Een kristalgrens bestaat uit „dislocatiebuizen". Indien de diffusie plaatsvindt in de richting van de dislocatiebuizen, is zij sneller dan in het ongestoorde kristal, maar in de richting loodrecht op deze buizen is dit niet het geval. De diffusie in de richting van de dislocatiebuizen is voor As en Sb onderzocht voor verscheidene tijdsduren en bij verscheidene temperaturen. Het is gebleken dat het verschijnsel niet met een enkele, voor het grensgebied geldige, diffusiecoëfficiënt kan worden beschreven. Uit de metingen volgt via een grove berekening, gebaseerd op formules van Whipple, dat de diffusie in de richting der dislocatiebuizen 10^5-10^6 keer zo snel is als in het ongestoorde kristal. Bij deze berekening is voor de diameter der dislocatiebuizen zes roosterafstanden genomen.

H 6*: H. Severin: Sommerfeld- und Harms-Goubau-Wellenleiter im Bereich der Zentimeter- und Millimeterwellen (Arch. elektr. Übertr. **14**, 155-162, 1960, no. 4).

De gebruikelijke mathematische behandeling van de voortplanting van elektromagnetische golven langs een rechte metaaldraad (golfgeleider van Sommerfeld) en langs een rechte metaaldraad omgeven door een dunne diëlektrische laag (golfgeleider van Harms-Goubau) is, als gevolg van verwaarlozingen, slechts geldig voor golflengten die, bij praktisch bruikbare draaddiameters, niet kleiner zijn dan 5 cm. De auteur heeft de behandeling uitgebreid tot kleinere golflengten. De radiale afstand waarover het veld merkbaar is (veldstraal) en de verzwakking — die gecorreleerd zijn: kleine veldstraal wordt betaald met grote verzwakking — zijn berekend als functie van de frequentie, waarbij de draaddiameter en de dikte en de diëlektrische constante der diëlektrische laag als parameters optreden. De resultaten worden aan de hand van voorbeelden besproken. Bij acceptabele waarden van de veldstraal zijn voor de verzwakking waarden gevonden die enige keren kleiner zijn dan die voor overeenkomstige holle metalen geleiders. Toch kunnen golfgeleiders van Sommer-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

feld en van Harms-Goubau voor golflengten kleiner dan 5 cm niet worden toegepast voor overbrenging over grote afstanden als men de toelaatbare verzwakking op 3,5 dB/km stelt.

H 7*: G. Schulten: Messung der Eigenschaften von dielektrischen Leitungen bei Millimeterwellen in einem optisch angekoppelten Resonator (Arch. elektr. Übertr. **14**, 163-166, 1960, no. 4).

Metingen volgens de zg. resonatormethode van dispersie en verzwakking van een HE_{11}-golf bij voortplanting langs polyethyleendraden van verschillende dikte. De koppelingen aan energiebron en aan ontvanger, die zeer los moeten zijn, waren volgens optische principes ontworpen, en kwamen tot stand door één en dezelfde, vrijwel geheel doorlatende, „spiegel", die bestond uit een rooster van diëlektrische draden. De golflengte langs de polyethyleendraden week 10^{-3} % tot 10^{-1} % af van de golflengte in lucht; de verzwakkingsconstanten lagen in de buurt van 0,1 dB per meter, en het veld strekte zich in radiale richting over ongeveer 70 mm uit.

H 8*: H. Severin: Neuere Entwicklungen der Mikrowellenphysik (Naturwiss. **47**, 217-221, 1960, no. 10).

Bespreking van een tweetal recente ontwikkelingen op het gebied der microgolftechniek. De eerste betreft het gebruik van ferrieten in holle metalen golfgeleiders om richtingsisolatoren te maken. De verschijnselen in de ferrieten worden kwalitatief besproken. In dit verband wijst de auteur op de zg. „spingolven" die in deze materialen kunnen optreden en op het profijt dat men hiervan heeft getrokken om de plaatsruilwisselwerkingsenergie te meten. De tweede ontwikkeling betreft de parametrische versterking, die, vergeleken met andere methodes van versterking voor microgolven, het voordeel biedt van een geringere ruis. Het principe van de parametrische versterking wordt uiteengezet en de praktische uitvoering met een halfgeleiderdiode toegelicht. Andere mogelijkheden om parametrische versterkers te maken, worden genoemd.

R 399: H. J. Heijn: Representations of switching functions and their application to computers (Philips Res. Repts. **15**, 305-341, 1960, no. 4).

Dit proefschrift (Delft, mei 1960, vervolg in **R 407**) handelt over schakelproblemen bij elektronische rekenmachines. Bij zo'n machine onderscheidt men een geheugen, een rekengedeelte en een besturingsgedeelte. Het geheugen kan zeer goed worden uitgevoerd als magneetringgeheugen; het bestaat dan uit een groot aantal ferrietringetjes waardoor op een bepaalde wijze stroomdraden zijn gevlochten (zie Philips techn. T. **20**, 180, 1958). Het is bekend dat het mogelijk moet zijn ook het reken- en het besturingsgedeelte met ferrietringetjes uit te rusten in plaats van met de tot nu toe algemeen gebruikelijke wipschakelingen, die op het gebruik van radiobuizen of transistors berusten. Dit zou weliswaar tot enig verlies aan snelheid leiden, maar de machine zou aan betrouwbaarheid winnen. De algebra van Boole, die men bij het ontwerpen van schakelingen van rekenmachines met succes gebruikt om de eenvoudigste schakelingen te vinden die de gestelde opgaven kunnen verwerken, is voor het ontwerpen van de bedoelde ringconstructies niet zonder meer geschikt. In het eerste deel van het proefschrift is nu, uitgaande van de algebra van Boole, een methode ontwikkeld die op systemen met magnetische ringetjes kan worden toegepast. In het tweede deel wordt deze theorie aangewend om met ringetjes uitgevoerde onderdelen van rekenmachines te ontwerpen, zoals een opteller, een teller en een decodator. Veel aandacht is besteed aan het berekenen van de tijd die in een opteller nodig is om de overdracht naar de volgende cijferplaats te bewerkstelligen. Het is gebleken dat deze tijd ongeveer kan worden gehalveerd als men de opteller op een bepaalde manier verdeelt in segmenten.

R 400: S. Duinker: Durable high-resolution ferrite transducer heads employing bonding glass spacers (Philips Res. Repts. **15**, 342-367, 1960, no. 4).

Bespreking van de magnetische en mechanische eigenschappen van een zeer goed homogeen ferriet met uiterst geringe porositeit, dat bestaat uit zeer kleine kristallieten, en dat speciaal is ontwikkeld voor de vervaardiging van opneem- en weergeefkoppen voor magnetische registratie en weergave. De niet-magnetische onderbreking (spleet) in het magnetische circuit bestaat uit een laagje glas. Het artikel bevat een beschrijving van de techniek volgens welke deze extreem dunne laagjes (minder dan een micron dik) goed hechtend en zonder spanningen worden aangebracht. Zulke spleten hebben uitmuntende eigenschappen, zowel wat betreft hun optisch en magnetisch gemeten lengte als hun bestandheid tegen slijtage. Verscheidene koppen van nieuwe constructie voor één spoor of voor meer dan één spoor worden behandeld. Deze koppen kunnen met geringere kosten worden geproduceerd dan de gangbare modellen doordat de mechanische bewerkingen die samenhangen met het aanbrengen van de spleet, beperkt blijven tot het gedeelte in de onmiddellijke omgeving van de spleet, terwijl ze bovendien voor vele koppen tegelijk in een voorbewerkingsfaze kunnen worden uitgevoerd.

R 401: G. Diemer en J. G. van Santen: Power amplifiers based on electro-optical effects; a survey (Philips Res. Repts. **15**, 368-389, 1960, no. 4).

Bespreking van elektro-optische effecten (zoals elektroluminescentie, fotogeleiding en combinaties hiervan) en van schakelelementen die op deze effecten berusten, met nadruk op de mogelijkheden die hierliggen om tot vermogensversterking te komen. De overgang van elektrische energie in stralingsenergie en omgekeerd, en het transport van energie in de vorm van stralingsquanta, openen tal van nieuwe perspectieven. Het artikel geeft hiervan een overzicht.

R 402: A. J. W. Duijvestijn en B. P. A. Boonstra: Numerical evaluation of functions occurring in a study of domain configuration in thin layers of $BaFe_{12}O_{19}$ (Philips Res. Repts. **15**, 390-393, 1960, no. 4).

In publikatie no. **R 388** over experimentele onderzoekingen en theoretische beschouwingen betreffende de configuratie der gebieden van Weiss in dunne plaatjes van $BaFe_{12}O_{19}$ (hoofdbestanddeel van ferroxdure) komen twee gecompliceerde vergelijkingen met twee onbekenden voor. De schrijvers van het huidige artikel hebben deze vergelijkingen voor een speciaal geval opgelost. Voor die oplossing was het nodig een tweetal functies numeriek te berekenen, wat gedaan is met behulp van een elektronische rekenmachine. Het artikel bevat een verslag van de gevolgde rekenmethode en een grafische voorstelling van de verkregen resultaten.

R 403: P. B. Braun en W. Kwestroo: On some calcium-iron-oxygen compounds (Philips Res. Repts. **15**, 394-397, 1960, no. 4).

In het binaire stelsel calciumoxyde-ijzeroxyde zijn drie nieuwe verbindingen gevonden, die door toevoeging van geringe hoeveelheden van een geschikt gekozen derde component gestabiliseerd kunnen worden De nieuwe verbindingen zijn de volgende. *A*) $Ca_4Fe_{14}O_{25}$. Hexagonaal ($R\bar{3}c$) met $a = 6{,}0$ Å en $c = 95{,}0$ Å. Te stabiliseren met b.v. Y^{3+}-ionen. Ferrimagnetisch, met een voorkeursvlak voor de magnetisatie. *B*) $Ca_4Fe_{14}O_{25}$ (zelfde samenstelling als (*A*)). Hexagonaal (P3c) met $a = 6{,}0$ Å en $c = 31{,}6$ Å. Te stabiliseren met b.v. Mg^{2+}-ionen. *C*) $Ca_4Fe_2^{2+}\,Fe_{18}^{3+}\,O_{33}$. Hexagonaal ($R\bar{3}c$) met $a = 6{,}0$ Å en $c = 62{,}3$ Å. Evenals (*B*) te stabiliseren met b.v. Mg^{2+}-ionen. Ferrimagnetisch met een voorkeursvlak voor de magnetisatie.

Magnetische eigenschappen en röntgenografische gegevens zijn in een tweetal tabellen samengevat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!